

SÉRIE A, N° 1989

N° D'ORDRE :
2856

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

S. GORODETZKY

Préparateur de Physique à l'Ecole Polytechnique.

1^{re} THÈSE. — SUR LA DÉTERMINATION DE LA MASSE DES PARTICULES CHARGÉES DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mars 1942** devant la Commission d'examen.

MM. LOUIS DE BROGLIE. *Président.*

DEBIERNE }
CABANNES } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1942

SÉRIE A, N° 1989

N° D'ORDRE :

2856

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

S. GORODETZKY

Préparateur de Physique à l'Ecole Polytechnique.

1^{re} THÈSE. — SUR LA DÉTERMINATION DE LA MASSE DES PARTICULES CHARGÉES DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Mars 1942** devant la Commission d'examen.

MM. LOUIS DE BROGLIE.	<i>Président.</i>
DEBIERNE	} <i>Examineurs.</i>
CABANNES	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1942

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyens honoraires.... { M. MOLLIARD.
C. MAURAIN.

Doyen..... P. MONTEL, *Professeur* α, Théorie des Fonctions.

Professeurs honoraires.



Léon BRILLOUIN.
PÉCHARD.
AUGER.
DANGEARD.
LESPIEAU.
VESSIOT.
PORTIER.
LAPICQUE.

G. BERTRAND.
Ch. FABRY.
Léon BERTRAND.
WINTREBERT.
DUBOSQ.
BOHN.
RABAUD.
CAULLERY.

E. CARTAN.
E. BOREL.
A. COTTON.
J. DRACH.
M. GUICHARD.
M^{me} RAMART-LUCAS.
LABROUSTE.
GUILLIERMOND.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ.... T Zoologie.
L. BLARINGHEM.. T Botanique.
G. JULIA..... T Mécanique analytique et
Mécanique céleste.
C. MAUGUIN..... T Minéralogie.
A. DENJOY..... T Géométrie supérieure.
L. LUTAUD..... T Géographie physique et
géologie dynamique.
G. BRUHAT..... T Physique
E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE.... T Physique Générale et Ra-
dioactivité.
A. DUFOUR..... T Physique (P. C. B.).
L. DUNOYER..... T Chimie-Physique.
M. JAVILLIER.... T Chimie biologique.
Henri VILLAT.... T Mécanique des fluides et
applications.
Ch. JACOB..... T Géologie.
P. PASCAL..... T Chimie générale.
M. FRÉCHET..... T Calcul des probabilités et
Physique Mathématique.
E. ESCLANGON... T Astronomie.
H. BÉGHIN..... T Mécanique physique et
expérimentale.
FOCH T Mécanique expérimentale
des fluides.
PAUTHENIER.... Physique (P. C. B.)
De BROGLIE.... T Théories physiques.
CHRETIEN..... Optique appliquée.
PRENANT..... T Anatomie et Histologie
comparées.
VILLEY..... Mécanique physique et ex-
périmentale.
COMBES..... T Physiologie végétale.
GARNIER..... T Application de l'analyse à
la géométrie.

PÉRÈS..... Mécanique rationnelle.
HACKSPILL..... T Chimie minérale.
TOUSSAINT..... Technique aéronautique.
M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD..... T Hautes températures.
CHAZY..... T Mécanique analytique.
GAULT..... Chimie (P. C. B.).
CROZE..... Recherches physiques.
DUPONT..... T Théories chimiques.
VALIRON..... T Calcul différentiel et in-
tégral.
BARRABÉ..... Géologie structurale et
géologie appliquée.
MILLOT..... Biologie animale (P.C.B.).
F. PERRIN..... Théories physiques.
VAVON..... T Analyse et mesures chi-
miques.
G. DARMOIS..... Calcul des probabilités et
Physique-Mathématique.
CHATTON..... T Biologie maritime.
AUBEL..... Chimie biologique.
Jacques BOURCART. Géographie physique et
Géologie dynamique.
M^{me} JOLIOT-CURIE. Physique générale et Ra-
dioactivité.
PLANTEFOL..... Biologie végétale (P.C.B.).
CABANNES..... T Recherches physiques.
GRASSÉ..... T Zoologie. Évolution des
êtres organisés.
PRÉVOST..... T Chimie organique.
BOULIGAND..... Mathématiques.
CHAUDRON..... Chimie (P. C. B.).
WYART..... Minéralogie.
TEISSIER..... Zoologie.
MANGENOT..... Biologie végétale (P.C.B.).
P. AUGER..... Physique.
MONNIER..... Physiologie générale.

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A Monsieur Louis LEPRINCE-RINGUET
Professeur de Physique à l'Ecole Polytechnique

En témoignage de reconnaissance et d'admiration.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SUR LA DÉTERMINATION DE LA MASSE DES PARTICULES CHARGÉES DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Par S. GORODETZKY

Préparateur de Physique à l'Ecole Polytechnique.

SOMMAIRE. — Ce travail a pour objet la détermination des masses des particules chargées du rayonnement cosmique. Les particules du rayonnement cosmique ont des vitesses très voisines de celle de la lumière. Leur masse au repos n'est souvent qu'une fraction de la masse totale relativiste. Elle est très difficile à déterminer. On montre pourquoi l'emploi du spectrographe de masse n'est guère possible dans ce cas. La quantité de mouvement de la particule est très grande. Sa déviation dans un champ magnétique ou dans un champ électrique est très faible.

On arrive bien à mesurer une déviation même très faible au moyen de la chambre Wilson, car on peut alors suivre la trajectoire point par point. Ainsi on mesure des déviations très faibles dans un champ magnétique. Au contraire jusqu'ici on n'a pu employer le champ électrique pour agir sur des particules traversant une chambre Wilson. On ne sait pas mesurer la faible déviation des particules très rapides du rayonnement cosmique dans un champ électrique.

Puisque c'est principalement la trop grande vitesse des particules cosmiques qui fait que les méthodes habituelles du domaine nucléaire leur sont inapplicables, il vient à l'idée de ralentir suffisamment ces particules, jusqu'à les amener dans le domaine des vitesses où la mesure des masses est facile. En réalité jusqu'ici tout effort en ce sens a été vain. On montre pour quelles raisons.

Il faut recourir à d'autres méthodes. On décrit d'abord la méthode du choc élastique. Dans cette méthode la particule de

masse inconnue heurte un électron. On photographie le phénomène que l'on observe dans la chambre Wilson à champ magnétique. A partir de données purement géométriques inscrites sur le cliché on obtient la masse de la particule. Cette méthode a l'avantage de n'utiliser qu'un minimum d'hypothèses : conservation de l'énergie, conservation de la quantité de mouvement, loi de Laplace relative à une charge électrique en mouvement dans un champ magnétique. La méthode a été appliquée à un mésoton du rayonnement cosmique. On obtient ainsi la masse $(240 \pm 20) m_0$ où m_0 est la masse de l'électron. La méthode a également été appliquée à un électron Compton du rayonnement γ du ThC'' .

Une autre méthode, la plus ancienne en date, est celle qui consiste à étudier les effets d'ionisation : parcours, perte d'énergie, et à en déduire la masse de la particule. Cette méthode est exposée avec quelques détails, en particulier en ce qui concerne la mesure de masse par perte de quantité de mouvement à travers un écran matériel. Elle est sans doute plus facile à mettre en œuvre que la méthode du choc élastique, mais elle nécessite des hypothèses supplémentaires, quant aux lois de l'ionisation.

CHAPITRE PREMIER

Généralités sur les mesures de masse. Difficultés rencontrées dans l'emploi du spectrographe de masse.

§ 1. Identification des particules du rayonnement cosmique.
Mesure de leur masse. — Un point assez paradoxal de l'étude des rayons cosmiques, dans l'état actuel de cette question, est l'incertitude dans laquelle on se trouve encore quant à la masse des particules cosmiques, quant à leur identité.

On sait mesurer l'effet global des rayons dans les chambres d'ionisation ; on sait détecter les particules isolément au moyen des compteurs G. M. Des études nombreuses et détaillées ont été faites sur le comportement des particules lors de leur passage à travers la matière. On sait voir, on sait photographier les trajectoires des particules dans la chambre Wilson. On peut courber les trajectoires des particules dans le champ magnétique.

Avec des appareils de plus en plus perfectionnés, de plus en plus puissants les physiciens ont pu pousser l'exploration du domaine des rayons cosmiques à un point que l'on eut à peine osé espérer il y a quelques années.

Cependant, malgré que nos connaissances sur les rayons cosmiques, connaissances bien coordonnées, remplissent déjà des volumes, quelques points fondamentaux n'ont pu encore être élucidés complètement.

Ces particules que l'on sait courber, détecter, photographier, on n'est pas sûr de connaître leur identité. Les mesures de masses faites jusqu'ici sont rares et souvent précaires.

Lorsque l'on cherche à mesurer des masses de particules dans le domaine de la physique nucléaire, on utilise un spectrographe de masse. Il n'y a pas d'exemple de particule du domaine nucléaire susceptible d'être déviée dans un champ magnétique et dans un champ électrique, dont on n'ait pu mesurer la masse.

L'application du spectrographe de masse à la mesure de particules aussi rapides que celles du rayonnement cosmique, se heurte à de grandes difficultés, qui seront précisées. On n'a pu jusqu'ici faire aucune mesure de masse de particule cosmique avec cet appareil.

On exposera une méthode, la méthode du choc élastique, qui a permis de mesurer des masses de particules. Cette méthode se rapproche de la méthode du spectrographe de masse en ce qui concerne les lois fondamentales utilisées : conservation de l'énergie, conservation du moment ⁽¹⁾, loi de Laplace (relative au déplacement d'une charge électrique dans un champ magnétique).

Une autre méthode, également exposée ici, est celle que l'on peut appeler méthode d'ionisation. C'est la première en date des méthodes utilisées pour la mesure des masses des particules du rayonnement cosmique.

Elle a l'inconvénient de faire intervenir des hypothèses supplémentaires (perte d'énergie d'une particule en fonction de sa vitesse, etc...), hypothèses qui n'ont pu encore être bien confirmées dans le domaine des grandes énergies du rayonnement cosmique.

La raison principale qui empêche l'utilisation du spectrographe de masse dans l'étude des particules cosmiques, est la grande vitesse, la grande énergie de ces particules.

De ce fait la déviation de ces particules dans un champ électrique est difficile à mettre en évidence.

Puisque c'est principalement la trop grande vitesse des

(1) Ou quantité de mouvement.

particules cosmiques qui fait que les méthodes habituelles du domaine nucléaire leur sont inapplicables, il vient à l'idée de ralentir suffisamment ces particules, jusqu'à les amener dans le domaine des vitesses où la mesure des masses est facile. On ralentirait par exemple les particules en interposant sur leur parcours des épaisseurs suffisantes de matière.

En réalité jusqu'ici tout effort en ce sens a été vain. *On ne sait pas ralentir, avec une chance appréciable de réussite, une particule de manière à l'amener dans le domaine des vitesses nucléaires.* Ou bien la particule subit une perte de vitesse trop faible, ou bien encore la particule est complètement arrêtée dans l'écran qui la ralentit. Il y a plusieurs raisons à cela. Tout d'abord si l'on considère le spectre des moments des particules pénétrantes cosmiques, on constate que ce spectre s'étend de 0 à plusieurs milliers de 'Mev' ⁽¹⁾. Le domaine des énergies des particules nucléaires va de 0 à quelques Mev seulement. Une fraction extrêmement faible, pratiquement inexistante du nombre total de particules cosmiques a un moment inférieur à quelques 'Mev'. Si l'on cherche alors à ralentir une bande de largeur de quelques Mev, d'énergie moyenne voisine du maximum du spectre, on trouve encore, indépendamment des difficultés du ralentissement, que le nombre de particules comprises dans une bande de quelques Mev est au maximum de l'ordre de 10^{-3} du nombre total des particules.

(1) Une énergie peut s'exprimer en Mev (million d'électronvolts). Il est assez commode d'utiliser pour les moments l'unité suivante : on multiplie le moment p par c , vitesse de la lumière. La quantité pc a les dimensions d'une énergie et peut s'exprimer en Mev. Pour rappeler que l'on a affaire à des moments on écrit parfois 'Mev' ou Mev entre guillemets. On sait que l'on a $p = erH_n$ (chap. II A, § 1). Si H est exprimé en gauss et r en centimètres, la quantité H_nr s'exprime en gauss-cm. Pour des particules dont la charge est celle de l'électron on passe des gauss-cm. aux 'Mev' de la manière suivante :

$$pc \text{ (en 'Mev')} = 300 H r. 10^{-6} \text{ (en gauss-cm.)}.$$

De plus lorsque l'on considère le parcours ⁽¹⁾ d'une particule dans la matière, soit le plomb, on constate que le parcours restant qui décroît d'abord uniformément et assez lentement en fonction du moment, tombe très brusquement lorsque le moment devient de l'ordre de M_0c ⁽²⁾. Le parcours restant pour un moment de quelques 'Mev' est une fraction infime du parcours total, et il est extrêmement difficile de se placer dans cette région.

Enfin toutes les difficultés précédentes sont accrues du fait que le rayonnement cosmique est peu intense, si on le compare au rayonnement des sources nucléaires.

La moindre sélection des particules (vitesse, direction, etc.) fait tomber l'intensité déjà faible à une valeur qui le plus souvent n'est plus acceptable.

Les difficultés indiquées seront-elles surmontées? L'avenir le dira; il n'est pas exclu que des combinaisons de champs électrique et magnétique comme on les emploie en optique électronique ne puissent être employées à concentrer, à focaliser des particules; ou même, en ralentissant plus des particules rapides que des particules plus lentes, peut-être pourra-t-on créer des faisceaux relativement intenses de particules monocinétiques.

Mais pour l'instant où ces méthodes sont encore du domaine de l'anticipation, il convient d'étudier et d'employer les méthodes de choc élastique et d'ionisation.

§ 2. Principe de la mesure des masses de particules rapides du rayonnement cosmique par le spectrographe de masses. Difficultés — On va indiquer rapidement quelles sont les

(1) Voir courbe chap. III, fig. 15.

(2) Où M_0 est la masse au repos de la particule, c la vitesse de la lumière. Pour une particule de masse 240, on a $M_0c = 120$ 'Mev' environ. Le parcours restant est alors par un moment de 120 'Mev' de 2 cm. de plomb environ. Il est de 0,2 cm. pour 60 'Mev'.

raisons qui ont empêché jusqu'ici l'emploi de cet appareil ⁽¹⁾.

Le spectrographe de masse, très schématiquement, est un appareil qui provoque la déviation dans un champ électrique et dans un champ magnétique d'une particule chargée animée d'une certaine vitesse.

Dans le cas non relativiste, la déviation dans le champ électrique donne $\frac{M_0 v^2}{e}$, la déviation dans le champ magnétique donne $\frac{M_0 v}{e}$. On en tire le rapport $\frac{M_0}{e}$ et connaissant la charge e , la masse M_0 .

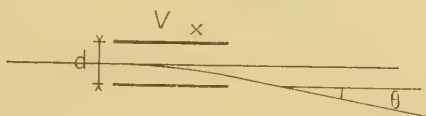


Fig. 1.

Dans le cas relativiste, la déviation dans le champ magnétique donne encore une quantité proportionnelle à la quantité de mouvement p . La déviation dans le champ électrique est la suivante (fig. 1).

On a :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{p} \sqrt{M_0^2 c^2 + p^2} \times \operatorname{sh} \frac{hex}{pc}$$

où p est la quantité de mouvement de la particule à l'entrée de l'appareil et qui peut être connue par la déviation magnétique. c est la vitesse de la lumière, h est le champ électrique, soit $h = \frac{V}{d}$. La différence de potentiel V est appliquée à deux plateaux distants de d , de longueur x . On

(1) Le spectrographe de masse à notre connaissance n'a jamais été utilisé jusqu'ici dans l'étude du rayonnement cosmique. Des essais en ce sens avaient été annoncés par R. B. Brode (*Rev. Mod. Ph.*, 11 (1939), 229), mais aucun résultat n'a été publié depuis.

peut remarquer que pour des particules du rayonnement cosmique on a $\frac{hex}{pc} \ll 1$. Le sinus hyperbolique se confond alors avec son argument et l'on a sensiblement :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{p} \sqrt{M_0^2 c^2 + p^2} \times \frac{hex}{pc}.$$

On peut alors, par analogie avec le cas non relativiste où la masse est donnée en fonction de l'énergie cinétique (déviations électriques) et du moment (déviations magnétiques), introduire les quantités E et G définies ainsi :

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{p^2 c} \sqrt{M_0^2 c^2 + p^2} \quad G = p$$

où la quantité $\frac{1}{E}$ est proportionnelle à $\operatorname{tg} \theta$ et est sujette à la même erreur relative. De même G est entaché de l'erreur relative de la mesure du moment.

On peut écrire :

$$M_0 = G \sqrt{\left(\frac{G}{E}\right)^2 - \frac{1}{c^2}}.$$

On en déduit pour l'erreur relative sur la masse :

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)^2 \left\{ \left[1 + 2 \left(\frac{M_0 c^2}{pc}\right)^2 \right] \frac{\Delta G}{G} - \left[1 + \left(\frac{M_0 c^2}{pc}\right)^2 \right] \frac{\Delta E}{E} \right\}.$$

Dès que le moment pc est quelque peu supérieur à $M_0 c^2$, soit $pc \geq 4M_0 c^2$, on a sensiblement :

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)^2 \left\{ \frac{\Delta G}{G} - \frac{\Delta E}{E} \right\}.$$

L'erreur relative sur la masse M_0 est égale à la somme des erreurs relatives sur la mesure des déviations électriques et magnétiques, somme multipliée par la quantité $\left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)^2$.

Cette quantité croît très vite avec pc . Pour $\frac{pc}{M_0 c^2} = 4$, on a sur la masse une erreur relative qui est plus de 20 fois celle sur chaque déviation ; ainsi la *méthode du spectrographe*

de masse voit sa précision assez rapidement limitée du côté des hautes énergies.

Cette limitation théorique, sera retrouvée dans d'autres méthodes de mesure de masse.

Indépendamment de cette limitation générale, qui n'est pas prohibitive, puisqu'elle permettrait des mesures de masses tout au moins pour pc inférieur à 3 ou 4 M_0c^2 , il existe une difficulté d'un autre ordre.

Les vitesses des particules cosmiques étant très grandes, leur déviation dans les champs électriques et magnétiques sont beaucoup plus faibles que pour les particules nucléaires.

En ce qui concerne le champ magnétique on peut encore s'en tirer en utilisant la chambre Wilson. On a alors la trajectoire entière, au lieu de 2 points seulement, et on arrive ainsi à mesurer des déviations même très faibles, des moments dépassant 10 000 'Mev'.

Mais en ce qui concerne le champ électrique la situation est beaucoup moins favorable. On ne peut pas, comme pour le champ magnétique, faire baigner la chambre Wilson dans un champ électrique. Aussi ne peut-on avoir la trajectoire décrite dans le champ électrique.

Or la déviation est très faible.

La relation $\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{p} \sqrt{M_0^2 c^2 + p^2} \times \operatorname{sh} \frac{hex}{pc}$ où pc est de l'ordre de M_0c^2 ou supérieur, donne comme ordre de grandeur de la déviation :

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{hex}{pc} \quad \text{avec} \quad h = \frac{v}{d}$$

soit $\operatorname{tg} \theta = \frac{Ve}{pc} \frac{x}{d}$. Le moment pc d'une particule cosmique sera toujours très supérieur numériquement à l'énergie $eV \times \frac{x}{d}$.

Par exemple on peut imaginer :

$$\frac{x}{d} = 10 \quad pc = 100 \text{ 'Mev'} \quad eV = 0,01 \text{ Mev.}$$

On aura $\operatorname{tg} \theta = 10^{-3}$ ⁽¹⁾.

Cette déviation et même des déviations notablement supérieures sont pratiquement impossibles à mettre en évidence dans le cas des rayons cosmiques, où l'on ne peut guère diaphragmer les faisceaux.

C'est là la raison principale qui a empêché jusqu'ici d'appliquer le spectrographe de masse à l'étude des particules cosmiques.

(1) Cela correspond par exemple à un condensateur de 100 cm. de longueur, de 10 cm. de distance entre les plateaux, la différence de potentiel appliquée étant de 10 000 volts.

CHAPITRE II

La méthode du choc élastique.

Introduction. — L'étude d'un choc élastique à la chambre Wilson ⁽¹⁾ ⁽²⁾ permet d'obtenir des renseignements quant à

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET, J. CRUSSARD. *J. de Ph.*, **8** (1937), 207.

L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE, R. RICHARD-FOY. *C. R.*, **211** (1940), 382 ; *Ph. Rev.*, **59** (1941), 460 ; *Cah. de Phys.*, **3** (1941), 15.

R. RICHARD-FOY. *C. R.*, **213** (1941), 724.

L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY. *C. R.*, **213** (1941), 765.

⁽²⁾ Les résultats expérimentaux et théoriques relatifs au choc élastique ont été obtenus par l'équipe de physiciens travaillant aux Laboratoires de l'Ecole Polytechnique sous la direction de M. L. Leprince-Ringuet. Chacun des auteurs cités dans la référence (1) a contribué à ce travail.

Dans un exposé qui doit se faire sous la plume d'un seul auteur, on est amené pour des raisons de cohérence et de clarté à discuter des résultats souvent obtenus par d'autres.

Le mérite d'avoir dirigé les travaux revient à L. Leprince-Ringuet. De plus dès 1937, L. Leprince-Ringuet, avec J. Crusard, a réussi à obtenir un choc élastique d'où il a pu tirer un premier résultat numérique. Dans tous les travaux qui ont suivi E. Nageotte, en particulier en ce qui concerne le côté expérimental, a apporté une très importante contribution. Un certain nombre de calculs théoriques sont dus à R. Richard-Foy, R. Richard-Foy, dans une publication du même ordre que celle ci et sous sa seule signature, consacrera également une part de son exposé au problème du choc élastique. R. Richard-Foy a obtenu la formule approchée :

$$\mu = \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{1}{\rho_4 - \rho_0} \sqrt{(\rho_3 + \rho_4 - \rho_0 - f)(\rho_3 - \rho_4 + \rho_0 - f)},$$

analogue à la formule (2,2) E. Il en a déduit la limite supérieure du champ magnétique (6,3) E. Il a donné une expression de μ dans le cas où la trajectoire de l'électron heurté n'est pas dans

la nature des particules participant au choc. Ces renseignements peuvent être suffisants pour identifier complètement des particules, alors que par d'autres méthodes l'identification est douteuse ou même impossible.

A. — RELATIONS GÉNÉRALES

§ 1. Quantité de mouvement, rayon de courbure, charge, champ magnétique. — On se sert d'une chambre Wilson

le plan principal de la chambre. Dans une publication ultérieure (*G. R.*, **213** (1941), 724) il a indiqué comment on peut obtenir $\mu \frac{p_0}{\rho_1}$ sous forme d'abaque. Il en a déduit une limite supérieure de ρ_1 .

En ce qui concerne le travail expérimental nous avons réalisé les appareils associés aux compteurs G. M. et commandant la chambre Wilson. Ces appareils du fait de leur fonctionnement sûr ont permis de prendre un très grand nombre de photographies Wilson. Nous avons également réalisé un appareil à mesurer les clichés. Le gain en temps et en précision vis-à-vis de la méthode du comparateur est considérable. On a pu ainsi mesurer un grand nombre de clichés.

Du point de vue théorique nous avons dans une note publiée en collaboration avec L. Leprince-Ringuet (*G. R.*, **213** (1941), 765) indiqué la formule générale rigoureuse du choc élastique. La formule est valable, quels que soient les ordres de grandeurs des quantités qui y figurent ; quel que soit l'angle du plan de choc avec le plan principal de la chambre Wilson. Elle est valable quelles que soient les charges des particules. Il y a intérêt dans l'établissement et l'application de cette formule de porter son attention sur les moments p , avant de passer aux rayons ρ . L'établissement de la formule générale a jeté une lueur nouvelle sur la formule approximative, en particulier en ce qui concerne le degré d'approximation et le domaine de validité de cette formule. Nous avons montré que dans le cas des électrons il faut utiliser la formule générale. Au cours de cet exposé nous avons fait un parallèle avec le cas non relativiste ; nous avons abordé le problème, problème délicat, de la probabilité que l'on a d'obtenir un choc utilisable pour une mesure de masse.

Nous espérons qu'un tel exposé publié dès à présent sera de quelque utilité au Laboratoire, en ce qui concerne la suite des travaux en cours sur les chocs élastiques.

plongée dans un champ magnétique. Le champ magnétique est uniforme, invariable en grandeur et direction, dans toute la chambre. Il est perpendiculaire au plan principal de la chambre. Les particules chargées ont leurs trajectoires incurvées par le champ magnétique.

On a la relation suivante :

$$p = e r H \cos \alpha \quad \dots \quad (1,1)$$

où p est la quantité de mouvement ou moment mv de la particule de charge e .

Le rayon de courbure de la trajectoire est r . La projection du champ magnétique sur la binormale à la trajectoire est $H \cos \alpha$. Le champ magnétique H est connu. On peut mesurer sur les clichés de chambre Wilson des quantités permettant d'obtenir r et $\cos \alpha$. La charge électrique e est le plus souvent bien connue. On reviendra sur ce point au paragraphe 2, B. Ainsi la quantité de mouvement p est directement accessible à l'expérience. Il y a intérêt à établir des formules où interviennent les moments des diverses particules, plutôt que des quantités telles que les vitesses, masses, énergies, etc., non accessibles directement à l'expérience ⁽¹⁾.

On peut faire une remarque au sujet de la formule (1,1). On a admis un champ uniforme. Si de plus la vitesse ne varie pas en grandeur, le rayon de courbure est constant. La particule décrit une hélice dont l'axe est parallèle au champ H . La projection de l'hélice sur un plan perpendiculaire au champ magnétique H , sur le plan principal de la chambre Wilson, est un cercle de rayon ρ . On a :

$$r = \frac{\rho}{\cos^2 \alpha} \quad \dots \quad (1,2)$$

⁽¹⁾ Les formules habituellement utilisées contiennent les grandeurs $\beta = \frac{v}{c}$ et $\sqrt{1 - \beta^2}$ relatives aux deux particules (voir Mme Pierre CURIE. *Radioactivité*, Hermann éd., Paris). Elles sont très difficiles à utiliser sous cette forme dans le cas des rayons cosmiques.

Par conséquent la formule (1,1) devient :

$$\rho = e \frac{\rho}{\cos \alpha} H \quad \dots \quad (1,3)$$

On rencontre fréquemment dans la littérature la formule (1,3). Il faut prendre garde que ρ est le rayon du cercle suivant lequel se projette l'hélice. La formule (1,3) est utile lorsque l'on ne cherche pas à faire de restitution stéréoscopique, lorsque l'hélice se projette sur la plaque photographique suivant un cercle. En cas de restitution stéréoscopique on revient à la formule (1,1) où r représente le rayon de courbure de la trajectoire elle-même, non de sa projection.

§ 2. Conservation de l'énergie. — Le choc se présente de la manière suivante. Une particule de masse M_0 de moment p_1 heurte une autre particule de masse m_0 , initialement au repos et dont le moment après le choc est p_3 . Le moment de la particule incidente de masse M_0 après choc est devenu p_2 . On appellera $\mu = \frac{M_0}{m_0}$ le rapport des masses de la particule incidente et de la particule heurtée. En écrivant que l'énergie se conserve on obtient une relation entre μ , p_1 , p_2 et p_3 .

La conservation de l'énergie s'écrit :

$$M_1 c^2 + m_0 c^2 = M_2 c^2 + m c^2 \quad \dots \quad (2,1)$$

M_1 , M_2 sont les masses relativistes de la particule incidente avant et après le choc, m la masse relativiste de la particule heurtée après le choc, m_0 sa masse au repos. Mc^2 est l'énergie totale, $M_0 c^2$ l'énergie au repos. On a la relation bien connue :

$$(Mc^2)^2 = (M_0 c^2)^2 + p^2 c^2 \quad \dots \quad (2,2)$$

La relation (3,1) devient :

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{(M_0 c^2)^2 + p_1^2 c^2} + m_0 c^2 &= \sqrt{(M_0 c^2)^2 + p_2^2 c^2} \\ &+ \sqrt{(m_0 c^2)^2 + p_3^2 c^2} \end{aligned} \right\} \dots \quad (2,3)$$

La quantité $\sqrt{(m_0c^2)^2 + p_3^2c^2} - m_0c^2$ est l'énergie cinétique, énergie totale moins énergie de masse au repos de la particule heurtée, énergie cinétique que l'on peut désigner par $p_c c$:

$$p_c c = \sqrt{(m_0c^2)^2 + p_3^2c^2} - m_0c^2 \quad \dots \quad (2,4)$$

De même l'énergie de masse au repos m_0c^2 peut s'écrire $p_0 c$:

$$p_0 c = m_0c^2 \quad \dots \quad (2,5)$$

La relation (3,3) devient d'abord :

$$\sqrt{(M_0c^2)^2 + p_1^2c^2} = \sqrt{(M_0c^2)^2 + p_2^2c^2} + p_c c \quad \dots \quad (2,6)$$

ou :

$$\sqrt{(\mu p_0)^2 + p_1^2} = \sqrt{(\mu p_0)^2 + p_2^2} + p_c \quad \dots \quad (2,7)$$

d'où en élevant 2 fois au carré :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2 \left\{ \left[\frac{1}{2p_2 p_c} (p_1^2 - p_2^2 - p_c^2) \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,8)$$

Cette dernière formule, résultant simplement de la loi de la conservation de l'énergie, sans que l'on ait eu à appliquer la loi de la conservation de la quantité de mouvement, permet déjà en principe si l'on a identifié la particule heurtée d'en déduire la masse de la particule heurtante. En effet si la particule heurtée est identifiée, on connaît $m_0c^2 = p_0 c$ (2,5) et $p_c = \sqrt{p_0^2 + p_3^2} - p_0$ (2,4). La quantité p_3 est mesurée sur le cliché. En réalité on peut montrer que des erreurs expérimentales mêmes relativement faibles sur p_1 , p_2 , p_c , ont une répercussion très grande sur μ , si bien que la formule (2,8) le plus souvent ne donne de μ qu'une valeur très peu précise. Par exemple dans le cas où un électron est heurté par une particule plus lourde, soit un mésoton ou un proton de grande vitesse, on ne peut apprécier expérimentalement $p_1^2 - p_2^2$, qui paraît nul alors qu'il est de l'ordre de grandeur de p_c^2 .

De même dans le cas où la particule incidente est un électron la quantité $p_1^2 - p_2^2 - p_c^2$ est très mal déterminée par l'expérience.

§ 3. Conservation du moment. — Aussi pour déterminer μ d'une façon suffisamment précise est-on amené à appliquer également la loi de la conservation de la quantité de mouvement.

Si on appelle (fig. 2) θ l'angle des vitesses (2,3) en A, φ l'angle des vitesses (1,2), on a en projetant les moments sur une direction parallèle à 2, puis sur une direction perpendiculaire :

$$p_1 \cos \varphi = p_2 + p_3 \cos \theta \quad \dots (3,1)$$

$$p_1 \sin \varphi = p_3 \sin \theta \quad \dots (3,2)$$

d'où :

$$p_1^2 - p_2^2 = 2p_2p_3 \cos \theta + p_3^2 \quad \dots (3,3)$$

$\cos \theta$ peut être bien mesuré sur le cliché, ainsi que p_2 et p_3 . On a ainsi une bonne détermination de $p_1^2 - p_2^2$ alors que la mesure

directe de p_1 et p_2 , ne donne en général aucune précision sur la quantité $p_1^2 - p_2^2$.

§ 4. Formule générale. — On va introduire dans (2,8) la valeur de $p_1^2 - p_2^2$ tirée de (3,3). On obtient, en remarquant que $p_3^2 - p_c^2 = 2p_0p_c$:

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3 \cos \theta}{p_c} + \frac{p_0}{p_2} \right)^2 - 1 \right\} \quad \dots (4,1)$$

La relation (4,1) peut être considérée comme fondamentale dans l'étude du choc élastique. Elle est simple, rigoureuse, toujours valable quels que soient les ordres de grandeur des

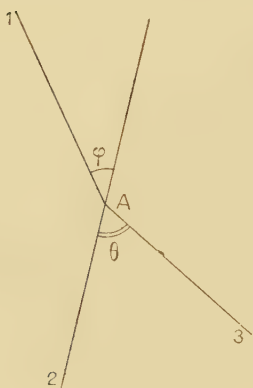


Fig. 2.

quantités y figurant. On remarque qu'elle est valable évidemment quelle que soit l'orientation du plan du choc par rapport au champ magnétique ou par rapport au plan principal de la chambre Wilson. On n'a fait jusqu'à présent aucune hypothèse sur les charges électriques des particules participant au choc, la relation est valable quelles que soient ces charges.

On voit que p_1 a été éliminé. Par contre on a introduit la nouvelle variable θ . Il suffit de 3 quantités pour déterminer le rapport μ .

B. — MÉTHODE DÉTAILLÉE D'OBTENTION DE LA MASSE PAR APPLICATION DES FORMULES GÉNÉRALES

§ 1. Utilisation de la formule (4,1) A. Passage aux rayons de courbure, angles, charges. — Pratiquement, les moments p ne se lisent pas directement sur le cliché de choc, mais s'obtiennent par des formules telles que (1,1) A :

$$p = erH \cos \alpha \quad \dots \quad (1,1) A$$

Si l'on appelle e_1 , la charge de la particule incidente, e_3 la charge de la particule heurtée; α_1 , α_2 , α_3 les angles, au lieu du choc, des trajectoires avec un plan perpendiculaire au champ magnétique, soit avec le plan principal de la chambre Wilson, on écrira :

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= e_1 r_1 H \cos \alpha_1 \\ p_2 &= e_1 r_2 H \cos \alpha_2 \\ p_3 &= e_3 r_3 H \cos \alpha_3 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (1,1)$$

En ce qui concerne p_0 et p_c , on peut écrire par analogie avec (1,1) :

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= e_3 r_0 H \cos \alpha_0 \\ p_c &= e_3 r_c H \cos \alpha_c \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (1,2)$$

Pour simplifier les notations on fera $\cos \alpha_0 = \cos \alpha_c = 1$ (1,3), ce qui revient pour chaque indice o et c à n'introduire qu'une seule longueur $r_0 = \rho_0$ et $r_c = \rho_c \dots$ (1,4).

On peut alors écrire :

$$r_c = \rho_c = \sqrt{\rho_0^2 + \frac{\rho_3^2}{\cos^2 \alpha_3}} - \rho_0 \quad \dots \quad (1,5)$$

Les angles $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ sont facilement mesurables sur le cliché, si l'on admet que les trajectoires sont des hélices (On a par exemple :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\text{déplacement suivant l'axe du point décrivant l'hélice}}{\text{longueur correspondante du cercle projeté}}).$$

Les rayons de courbures sont alors donnés par :

$$r = \frac{\rho}{\cos^2 \alpha} \quad \dots \quad (1,2) A$$

où ρ est le rayon du cercle projeté, directement mesurable.

§ 2. La quantité $\cos \theta$. — Pour obtenir $\cos \theta$, on mesure sur le cliché l'angle θ' entre les projections sur le plan principal des tangentes en A des trajectoires 2 et 3 (fig. 3).

On exprime θ en fonction de $\theta', \alpha_2, \alpha_3$. Soit xy le plan principal de la chambre Wilson (fig. 4), le champ magnétique étant dirigé suivant oz . Soit $(o,2)$ le vecteur de longueur unité situé dans le plan x, z et de direction parallèle à la vitesse 2 au point A. De même $(o,3)$ sera le vecteur de longueur unité de direction parallèle à la vitesse 3 au point A. Les cosinus directeurs de $(o,2)$ sont :

$$(o,2) : \cos \alpha_2, \quad 0, \quad \sin \alpha_2.$$

Les cosinus directeurs de $(o,3)$ sont :

$$(o,3) : \cos \alpha_3 \cos \theta', \quad \cos \alpha_3 \sin \theta', \quad \sin \alpha_3.$$

Le cosinus de l'angle entre les 2 vecteurs est égal au produit scalaire des vecteurs.

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \alpha_2 \cos \alpha_3 + \sin \alpha_2 \sin \alpha_3 \quad \dots \quad (2,1)$$

Si dans la relation (4,1) A on remplace les moments par leurs valeurs données par (1,1) et (1,2) on obtient :

$$\mu^2 = \left(\frac{e_1}{e_3} \frac{\rho_2}{\rho_0 \cos \alpha_2} \right)^2 \left\{ \left[\frac{\rho_3 \cos \theta}{\rho_c \cos \alpha_3} + \frac{e_3}{e_1} \frac{\rho_0 \cos \alpha_2}{\rho_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,2)$$

Cette dernière expression, jointe à (2,1) qui donne $\cos \theta$ permet d'obtenir μ en fonction de quantités toutes mesurables sur le cliché.

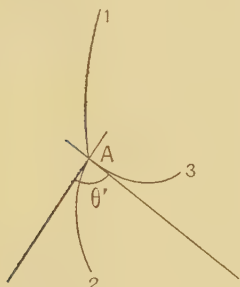


Fig. 3.

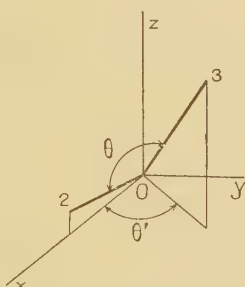


Fig. 4.

On voit que μ dépend du rapport $\frac{e_1}{e_3}$ des charges électriques des particules et non séparément de e_1 et e_3 .

On voit également que l'on ne mesure pas comme avec les spectrographes de masses (dans le cas non relativiste) une quantité telle que $\frac{e}{m}$, ou un rapport de deux quantités $\frac{e}{m}$. Ce n'est que lorsque le deuxième terme dans la parenthèse carrée devient négligeable (voir § 2 E) que l'on mesure $\frac{e}{m}$.

Dans l'étude des particules du rayonnement cosmique, on observe le choc de la particule cosmique que l'on cherche à identifier, avec un électron du gaz de la chambre Wilson, électron initialement au repos (1). On peut se faire une idée

(1) La vitesse de cet électron est négligeable vis-à-vis de celle de la particule qui le heurte.

de la charge d'une particule d'après l'épaisseur de la trajectoire décrite dans la chambre Wilson. L'ionisation à vitesse égale est proportionnelle au carré de la charge, si bien qu'une particule ayant 2 fois la charge de l'électron, est 4 fois plus ionisante, une particule ayant 3 fois la charge de l'électron, 9 fois plus ionisante. De plus aux grandes vitesses des particules cosmiques l'ionisation varie très peu avec la vitesse, elle croît logarithmiquement avec la vitesse. Aussi est-il très probable que les particules du rayonnement cosmique et en particulier celles observées sur les clichés de choc aient la charge de l'électron, soit $\frac{e_1}{e_3} = 1$. On a alors :

$$\mu^2 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_0 \cos \alpha_2} \right)^2 \left\{ \left[\frac{\rho_3 \cos \theta}{\rho_0 \cos \alpha_3} + \frac{\rho_0 \cos \alpha_3}{\rho_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad 2,3$$

§ 3. Erreur sur μ . Domaine d'application. — Les formules précédentes permettent de déterminer la masse d'une particule inconnue, si l'on a pu obtenir un choc de la particule contre un électron du gaz, avec un cliché sur lequel on puisse déterminer les différentes grandeurs $\rho_2, \rho_3, \alpha_2, \alpha_3, \theta'$. Ces différentes grandeurs sont affectées d'erreurs d'expérience $\Delta\rho_2, \Delta\rho_3$, etc. On en déduit l'erreur sur $\mu = f(\rho_2, \rho_3, \alpha_2, \alpha_3, \theta')$:

$$\Delta\mu = \frac{\partial\mu}{\partial\rho_2} \Delta\rho_2 + \dots$$

L'étude de l'erreur sur μ en fonction de l'erreur des différentes variables est importante. Elle détermine le domaine d'application des relations obtenues, indique les possibilités de la méthode du choc élastique.

§ 4. Formules se simplifiant si $\alpha_2 = 0$. — Dans la pratique des rayons cosmiques on a souvent $\cos \alpha_2 = 1$ très sensiblement.

Cela revient à dire que le rayon après choc est sensiblement parallèle au plan principal de la chambre Wilson.

Tout d'abord, dans le domaine d'énergie où l'on peut faire une mesure de masse, l'énergie cinétique maximum que peut prendre un électron heurté par une particule considérablement plus lourde que lui est faible, comparée à l'énergie de la particule incidente. Aussi le moment de la particule est-il à peine altéré par le choc. La courbure avant et après choc, aux erreurs de mesure près, est la même. Plus exactement l'augmentation de courbure de choc est inférieure à



Fig. 5.

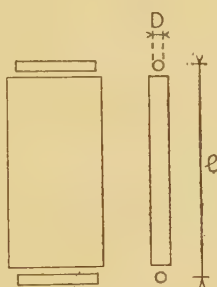


Fig. 6.

l'erreur de mesure expérimentale, soit de quelques pour cent. De même il n'y a pas de changement de direction perceptible de la trajectoire au moment du choc. Aussi le choc où la particule incidente est plus lourde que l'électron ne se présente-t-il pas suivant l'aspect de la figure 3 qui est l'aspect du choc électron contre électron. On aura l'aspect suivant (fig. 5). Les trajectoires 1 et 2 ne forment en apparence qu'une seule et même trajectoire, trajectoire de la particule incidente. On aura : $\cos \alpha_1 = \cos \alpha_2$. Le dispositif de chambre Wilson utilisé pour obtenir des clichés de choc est représenté schématiquement de face et de champ par la figure 6. La chambre Wilson est placée verticalement entre 2 compteurs Geiger Muller (G. M.) en coïncidence et qui commandent le fonctionnement de la chambre. On voit que $\text{tg } \alpha_2$ est inférieur à

$\frac{D}{l}, \cos \alpha_2 > 1 - \frac{1}{2} \frac{D^2}{l^2}$. Au cours d'expériences récentes on avait par exemple $D = 3 \text{ cm.}$, $l = 90 \text{ cm.}$, $\cos \alpha_2 > 1 - \frac{1}{1800}$. Du fait que l'écartement des compteurs est grand par rapport à leur diamètre on a sensiblement :

$$\cos \alpha_1 = 1 \text{ et } \cos \alpha_2 = 1$$

et la formule (2,1) devient :

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \alpha_3 \quad \dots \quad (4,1)$$

la formule (2,3) devient :

$$\mu^2 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{\rho_1 \cos \theta}{\rho_c \cos \alpha_3} + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (4,2)$$

ou en portant dans (4,2) la valeur de $\cos \theta$ donnée par (4,1) :

$$\mu^2 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{\rho_3 \cos \theta'}{\rho_c} + \frac{\rho_0}{\rho_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (4,3)$$

La formule (4,3) quoique d'une validité très générale est simple. Son emploi est très commode.

Comme on a (voir § 1) $\rho_c = \sqrt{\rho_0^2 + \frac{\rho_3^2}{\cos^2 \alpha_3}} - \rho_0$ le seul angle dans l'espace à mesurer est α_3 .

§ 5. Simplification avec $\alpha_3 = 0$. — Si de plus le plan du choc fait, avec le plan principal de la chambre Wilson, un angle assez faible pour que son cosinus puisse être pris pour l'unité, on a aussi $\cos \alpha_3 = 1$ et on obtient encore pour μ la valeur :

$$\mu^2 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{\rho_1 \cos \theta'}{\rho_c} + \frac{\rho_0}{\rho_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (5,1)$$

On n'a plus d'angle dans l'espace à mesurer. On n'a plus à faire de restitution stéréoscopique. Il suffit de faire les mesures sur un seul cliché.

C. — MÉTHODE PLUS RAPIDE D'OBTENTION DE LA MASSE PAR APPLICATION DES FORMULES GÉNÉRALES

On peut dans le passage de la formule (4,1) A donnant les moments, aux formules donnant des quantités directement mesurées sur le cliché utiliser une méthode plus simple (1). Cette méthode certes moins détaillée a par contre l'avantage de la concision. On part de la relation (4,1) A :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{p_3 \cos \theta}{p_c} + \frac{p_0}{p_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (4,1) A$$

soient toujours ρ_1, ρ_2, ρ_3 les rayons de courbure en A (lieu du choc) des projections des trajectoires sur le plan principal, et $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ les angles des trajectoires avec un plan perpendiculaire au champ magnétique H ; on peut définir des longueurs R telles que :

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{\rho_1}{\cos \alpha_1} & R_2 &= \frac{\rho_2}{\cos \alpha_2} & R_3 &= \frac{\rho_3}{\cos \alpha_3} \\ R_0 &= \frac{M_0 c^2}{e c H} & R_c &= \sqrt{R_0^2 + R_3^2} - R_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (1,1)$$

(ces longueurs R ne doivent pas être confondues avec les rayons de courbure r des trajectoires dans l'espace : on a $r = \frac{\rho}{\cos^2 \alpha}$). On obtient alors, en remplaçant p par R :

$$\mu^2 = \left(\frac{R_2}{R_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{R_3}{R_c} \cos \theta + \frac{R_0}{R_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (1,2)$$

Lorsque le plan du choc n'est pas perpendiculaire à H, on lit sur le cliché $\rho_1, \rho_2, \rho_3 ; \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ (par restitution stéréoscopique) ; d'où R_1 , etc...

Pour obtenir θ , on mesure ainsi qu'il a déjà été indiqué l'angle θ' entre les projections sur le plan principal des tan-

(1) R. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY. *C. R.*, **213** (1941), 765.

gentes en A (lieu du choc) des trajectoires 2 et 3. On utilise la relation (2,1) B :

$$\cos \theta = \cos \theta' \cos \alpha_2 \cos \alpha_3 + \sin \alpha_2 \sin \alpha_3 \quad \dots \quad (2,1) B$$

Ainsi se trouvent établies des formules valables en toute rigueur, dans le cas le plus général, sous la seule réserve que l'on suppose égales les charges électriques des deux particules.

La généralisation au cas où les deux particules n'ont pas même charge est d'ailleurs immédiate : soit comme précédemment e_1 et e_3 les charges des deux particules. Il suffira de remplacer la relation (1,2) par la relation suivante :

$$\mu^2 = \left(\frac{e_1 R_1}{e_3 R_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{R_3}{R_c} \cos \theta + \frac{e_3 R_0}{e_1 R_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (1,3)$$

où R_1 , R_2 , est remplacé par $e_1 R_1$, $e_1 R_2$, où R_3 , R_0 , R_c est remplacé par $e_3 R_3$, $e_3 R_0$, $e_3 R_c$.

Les relations (1,1) et (2,1) B subsistent.

La relation (1,3) est identique à la relation (2,2) B montrant que μ ne dépend que du rapport des charges électriques des particules, et non séparément des charges.

Pratiquement avant d'appliquer la relation (1,2) (au cas où les charges électriques sont égales), on vérifiera tout d'abord que la quantité de mouvement se conserve, que la relation :

$$R_1^2 - R_2^2 = 2R_2 R_3 \cos \theta + R_3^2 \quad \dots \quad (1,4)$$

n'est pas contredite ; la conservation de l'énergie est ensuite obtenue en prenant pour la particule incidente la masse μ donnée par la relation (1,2).

Dans le cas de charges inégales e_1 et e_3 , la relation (1,4) devient :

$$e_1^2(R_1^2 - R_2^2) = 2e_1 e_3 R_2 R_3 \cos \theta + e_3^2 R_3^2 \quad \dots \quad (1,5)$$

dans laquelle également e_1 et e_3 n'interviennent que par leur rapport $\frac{e_1}{e_3}$.

D. — PARALLÈLE AVEC LE CAS NON RELATIVISTE

Tous les calculs ci-dessus ont été conduits en appliquant la mécanique de la relativité restreinte. En effet, les particules du rayonnement cosmique ont presque toujours des vitesses très grandes et le rapport $\beta = \frac{v}{c}$ n'est pas négligeable devant l'unité. Il en est souvent de même pour les particules de la physique nucléaire, surtout pour les particules légères comme les électrons.

Il est cependant intéressant de voir ce que deviennent les calculs précédents, si l'on applique les lois de la mécanique non relativiste. On obtient ainsi les relations auxquelles se réduisent les relations générales précédentes si l'on considère des vitesses de particules petites devant la vitesse de la lumière.

Quantité de mouvement, rayon de courbure, charge, champ magnétique. — La relation $p = erH \cos \alpha \dots (1,1)A$ reste inchangée.

Conservation de l'énergie. — La conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{1}{2} M_0 V_1^2 = \frac{1}{2} M_0 V_2^2 + \frac{1}{2} m_0 v_2^2 \dots (D,1)$$

où V_1 désigne la vitesse de la particule incidente avant le choc ; V_2 sa vitesse après le choc ; v_2 la vitesse de la particule heurtée après choc.

La relation (D,1) peut s'écrire :

$$M_0^2 V_1^2 = M_0^2 V_2^2 + M_0 m_0 v_2^2 \dots (D,2)$$

soit encore :

$$p_1^2 = p_2^2 + \mu p_3^2 \dots (D,3)$$

On obtient ainsi l'équation non relativiste donnant μ :

$$\mu = \frac{1}{p_3^2} (p_1^2 - p_2^2) \quad \dots \quad (D,4)$$

et à laquelle se réduit l'équation relativiste (2,8) A lorsque $\beta \ll 1$ ⁽¹⁾.

Quantité de mouvement. — On a toujours en mécanique non relativiste comme en mécanique relativiste les équations (3,1), (3,2) et (3,3) A :

$$p_1 \cos \varphi = p_z + p_3 \cos \theta \quad \dots \quad (3,1) A$$

$$p_1 \sin \varphi = p_3 \sin \theta \quad \dots \quad (3,2) A$$

$$p_1^2 - p_2^2 = 2p_2 p_3 \cos \theta + p_3^2 \quad \dots \quad (3,3) A$$

Les lois de conservation du moment sous la forme indiquée ici restent évidemment les mêmes.

En remplaçant dans (D,4) la valeur de $p_1^2 - p_2^2$ tirée de (3,3) A, on obtient la relation :

$$\mu = \frac{2p_2 \cos \theta}{p_3} + 1 \quad \dots \quad (D,5)$$

à laquelle se réduit la relation (4,1) A pour $\beta \ll 1$.

Le passage aux rayons de courbures, angles, etc..., se fait ensuite exactement comme dans le cas relativiste, puisque la relation liant quantité de mouvement, rayon de courbure, charge électrique, composante normale du champ reste la même.

Les relations non relativistes apparaissent comme beaucoup plus simples que les relations relativistes.

(1) Il suffit dans l'équation :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{1}{2p_2 p_c} (p_1^2 - p_2^2 - p_c^2) \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,8) A$$

de remplacer $p_c = \sqrt{p_0^2 + p_3^2} - p_0$ par sa valeur approchée

$p_c = \frac{1}{2} \frac{p_3^2}{p_0} + \dots$ que l'on obtient en écrivant que $\frac{p_3}{p_0} \ll 1$.

E. — CHOC ÉLASTIQUE DANS LE CAS DE PARTICULES DU RAYONNEMENT COSMIQUE

§ 1. Généralités. — Dans tout ce qui précède on s'est placé à un point de vue formel, examinant les relations entre masses et moments, ou masses, angles, rayons de courbures et charges. On a établi des relations, relations toujours vraies mais tout d'abord sans s'occuper d'examiner si les différentes variables figurant dans les relations établies peuvent être pratiquement mesurées expérimentalement avec une précision suffisante pour permettre une mesure correcte de masse. On verra que si le moment de la particule incidente est trop grand, pratiquement d'un ordre de grandeur supérieur à M_0c , on perd toute précision sur la mesure de la masse de la particule. En ce qui concerne la particule heurtée, il faut que sa quantité de mouvement après choc soit suffisante pour pouvoir être mesurée. Le champ magnétique H utilisé interviendra aussi : s'il est trop faible, les trajectoires de particules de moments élevés ne seront pas assez courbées. S'il est trop fort on ne pourra plus mesurer la quantité $\cos \theta$ avec précision. De même interviennent les dimensions de la chambre Wilson.

Une autre question qui n'a pas encore été abordée est celle de la chance que l'on a d'obtenir un cliché de choc. Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz de la chambre Wilson elle heurte un grand nombre d'électrons (autour desquels se condensent les gouttelettes de brouillard de la trajectoire). Mais le plus souvent la quantité de mouvement transmise à chacun de ces électrons est si faible qu'ils ne décrivent pas de trajectoire apparente. Les chocs suffisamment de plein fouet pour que l'électron heurté reçoive une quantité de mouvement mesurable sont beaucoup plus rares. Il faudra préciser quelles sont les conditions d'expéri-

mentation les plus favorables pour obtenir des clichés de choc. Et préciser également quelle sera alors la probabilité d'obtenir des clichés de choc.

On va examiner des clichés de choc ayant permis des mesures de masse et à cette occasion étudier les domaines d'application de la méthode, rechercher la probabilité d'obtenir des chocs utilisables.

§ 2. La condition $\frac{p_0}{p_2} \ll \frac{p_3}{p_c} \cos \theta$ et les simplifications qui en résultent. — Dans le cas où la particule incidente après le choc a encore une quantité de mouvement p_2 considérablement plus grande que $p_0 = m_0 c$ (correspondant à la masse au repos de l'électron), de telle sorte que $\frac{p_0}{p_2}$ est petit et en particulier négligeable devant $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$, si :

$$\frac{p_0}{p_2} \ll \frac{p_3}{p_c} \cos \theta \quad \dots \quad (2,1)$$

la relation (4,1) A se réduit à :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta \right)^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,2)$$

La condition (2,1) $\frac{p_0}{p_2} \ll \frac{p_3}{p_c} \cos \theta$ est le plus souvent remplie pour des particules du rayonnement cosmique. Ainsi pour la composante molle chargée électriquement — électrons positifs et négatifs — un électron du rayonnement cosmique après choc sur un électron au repos au sein du gaz de la chambre Wilson aura, en apparence, une quantité de mouvement p_2 au moins égale à la moitié de la quantité de mouvement p_1 avant choc. Pour un électron :

$$p_2 \geq \frac{p_1}{2} \quad \dots \quad (2,3)$$

En effet des deux trajectoires relatives à ce qui a lieu après le choc il est impossible de dire laquelle est celle de l'électron

incident, et laquelle celle de l'électron heurté. La formule (4,1)A ou (2,2) devient alors symétrique, pour $\mu = 1$ (voir § 1 F). Et on pourra toujours choisir arbitrairement pour trajectoire 2 celle pour laquelle la relation (2,3) est satisfaite.

Or on a : $p_0c = m_0c^2 = 0,51$ 'Mev' ⁽¹⁾.

Pour un électron du rayonnement cosmique de moment même faible, soit par exemple $p_1c = 50$ 'Mev', on aurait encore $p_2c \geq 25$ 'Mev' et $\frac{p_0}{p_2} \leq \frac{2}{100}$. Ainsi $\frac{p_0}{p_2}$ est certainement très inférieur à $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$, car $\frac{p_3}{p_c}$ est toujours plus grand que un par définition et $\cos \theta$ est de l'ordre de l'unité, pour un cliché utilisable (Si $\cos \theta$ est notablement inférieur à l'unité, l'électron heurté part sous un assez grand angle. Sa quantité de mouvement est alors trop faible pour pouvoir être mesurée).

Les électrons de grande énergie sont plus nombreux que ceux de faible énergie, si l'on considère les spectres d'électrons actuellement admis. Ainsi la condition (2,1) et la formule (2,2) ont-elles toutes chances de s'appliquer aux électrons de rayonnement cosmique ⁽²⁾.

Il peut y avoir toutefois exception pour des électrons de gerbes, de gerbes aériennes, ou autres, où l'énergie d'une particule initiale se voit répartie entre un grand nombre d'électrons secondaires, si bien que l'on peut s'attendre ici à observer des chocs d'électrons pour lesquels la condition (2,1) n'est plus valable, et où il y aurait lieu d'appliquer la formule générale (4,1)A et les formules qui en dérivent. Jusqu'ici aucun choc d'électrons de gerbe n'a été observé. Il serait cependant du plus grand intérêt de rechercher de tels chocs. Car bien que l'on admette actuellement comme chose

⁽¹⁾ Voir chap. Ier, § 1, p. 5, note ⁽¹⁾.

⁽²⁾ Voir aussi § 8 les limitations essentielles relatives aux électrons.

sûre que les particules chargées des gerbes sont des électrons, l'observation d'un choc permettant d'identifier une particule de gerbe n'en serait pas moins des plus intéressantes.

En ce qui concerne les particules chargées de la composante pénétrante du rayonnement cosmique, on admet à l'heure actuelle que son pouvoir de pénétration est dû à ce que ces particules, mésotons ou protons, ont une masse considérablement plus grande que celles des électrons. Les particules observées auront pratiquement toujours des moments p_1c plus grands que l'énergie des masses au repos de l'électron. Le moment après choc p_2c est très peu inférieur à p_1c . En effet une particule de masse assez grande ne cédera à l'électron léger, sur un cliché utilisable, qu'une faible partie de sa quantité de mouvement. C'est dans un choc de plein fouet, $\cos \theta = 1$ que la quantité de mouvement cédée sera la plus grande.

L'énergie cinétique maximum w qui peut être communiquée à un électron par une particule μ fois plus lourde d'énergie cinétique W est ⁽¹⁾ :

$$w = \frac{W \cdot 2\mu(\gamma + 1)}{1 + \mu^2 + 2\mu\gamma} \quad \dots \quad (2,4)$$

où γ est le rapport de l'énergie totale E de la particule incidente à son énergie de masse au repos :

$$\gamma = \frac{E}{M_0c^2} \quad \dots \quad (2,5)$$

Si γ tend vers l'infini w devient égal à W . La particule incidente, quoique plus lourde, peut donner dans un choc toute son énergie à un électron. On peut remarquer que ce résultat de relativité restreinte est en opposition avec ce que l'on connaît de la mécanique non relativiste où une particule lourde ne peut transmettre par choc à une particule légère

⁽¹⁾ Voir par exemple H. J. ВНАВНА. On the penetrating component of cosmic radiation. *Proc. Roy. Soc.*, **164** (1938), 257.

qu'une partie de son énergie. Ce résultat paraît en contradiction avec ce qui a été dit quelques lignes plus haut, que le moment p_2c après choc est très peu différent du moment p_1c avant le choc. En réalité dans un cliché utilisable ainsi qu'on le verra plus loin (§ 7 E) l'énergie E ne pourra dépasser une certaine limite, γ restant de l'ordre de l'unité, ne dépassant guère 3 ou 4. Pour un mésoton de $\mu = 200$ et $\gamma = 1,5$ correspondant à un moment de 100 'Mev' environ on a sensiblement $\frac{w}{W} = 2,5$ o/o. L'électron heurté n'emporte que 2,5 o/o de l'énergie du mésoton qui le heurte. Pour un mésoton et $\gamma = 4$, moment de 400 'Mev' environ, on n'a encore que : $\frac{w}{W} = \frac{5}{100}$.

Plus la particule incidente est lourde et moins l'électron heurté emportera d'énergie cinétique à moment égal de la particule incidente. Ainsi un proton de 1000 'Mev' a un $\gamma = 1,5$ environ, et donne un $\frac{w}{W}$ de 0,25 o/o seulement. Pour $\gamma = 4$ un proton a déjà un moment de 4 000 'Mev' et l'énergie maximum qu'il peut transmettre à un électron est 0,5 o/o seulement de la sienne.

On peut au lieu d'utiliser les énergies par la relation (2,4), raisonner sur les moments comme on l'a fait jusqu'à présent. Dans un choc de plein fouet, on a :

$$\left. \begin{array}{l} \cos \theta = 1 \\ p_1 = p_2 + p_3 \end{array} \right\} \quad \dots \quad (2,6)$$

La relation (4,1) A peut alors s'écrire :

$$p_2 p_3 = [\sqrt{(\mu p_0)^2 + p_2^2} - p_0][\sqrt{p_0^2 + p_3^2} - p_0] \quad \dots \quad (2,7)$$

Relation sur laquelle on peut faire des remarques analogues à celles faites sur la relation (2,4).

Ainsi ⁽¹⁾ la relation (2,2) :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{pc} \cos \theta \right)^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,2)$$

(1) Puisque $\frac{p_0}{p_1} \ll 1$ et que $p_1 \approx p_2$ on a $\frac{p_0}{p_2} \ll 1$.

est elle le plus souvent applicable dans l'étude du choc des particules du rayonnement cosmique contre des électrons.

Dans ce cas (voir B § 2 et C), l'étude du cliché du choc donne le rapport des quantités $\frac{e}{m}$ des deux particules (et toujours le rapport des masses lorsque la charge des deux particules est la même).

§ 3. Exemple de cliché de choc mésoton contre électron obtenu à la chambre Wilson dans le champ magnétique du grand électroaimant de l'Académie des Sciences ⁽¹⁾. — Au cours d'expériences poursuivies pendant l'hiver 1938-1939 et au printemps 1939 avec une grande chambre Wilson placée dans le champ magnétique de l'électroaimant de l'Académie des Sciences ⁽²⁾, plusieurs milliers de clichés de rayons cosmiques ont été obtenus. Ces clichés, du fait des événements n'ont pu être dépouillés aussitôt. Le dépouillement repris en 1940 a révélé l'existence d'un cliché de choc mésoton du rayonnement cosmique contre électron du sein du gaz de la chambre Wilson. Tous les éléments géométriques du cliché peuvent être mesurés avec précision. Le cliché se trouve ainsi être « mesurable ». De plus le mésoton incident placé dans un champ magnétique favorable, se trouve avoir une quantité de mouvement située dans le domaine qui permet une bonne mesure de masse, le cliché est « calculable ».

On verra (§ 11) au cours de la discussion sur la probabilité d'obtenir un choc calculable, combien cette probabilité est faible. Les chocs calculables ou non ne sont pas fréquents. Il faut de plus que le moment de la particule incidente soit situé dans une région du spectre des moments,

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE, R. RICHARD-Foy. *C. R.*, **211** (1940), 382.

⁽²⁾ Nous remercions très vivement M. Cotton, Membre de l'Institut, ainsi que ses collaborateurs de Bellevue pour l'aide constante que nous avons trouvée auprès d'eux.

région des moments faibles, où le nombre des particules est très peu élevé.

Aussi est-ce une grande chance que d'avoir obtenu ce cliché. La planche I, 1 donne la reproduction photographique du cliché stéréoscopique.

Une particule de charge négative de grand rayon de courbure heurte un électron qui s'éloigne en décrivant une trajectoire dont le rayon de courbure est beaucoup plus faible (1).

La figure 7 représente schématiquement le choc. Les rayons des cercles selon lesquels se projettent les trajectoires sur le plan principal de la chambre sont ρ_1 pour la trajectoire de la particule incidente avant le choc. ρ_2 pour la trajectoire de la particule incidente après le choc. ρ_3 pour la trajectoire de l'électron heurté.

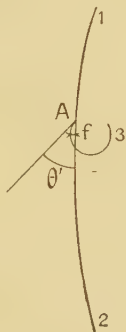


Fig. 7.

De même utilisant encore des notations déjà définies :

α_1 angle de la trajectoire 1 avec le plan principal de la chambre Wilson.

α_2 angle de la trajectoire 2 avec le plan principal de la chambre Wilson.

α_3 angle de la trajectoire 3 avec le plan principal de la chambre Wilson.

L'angle θ' est l'angle des projections 2 et 3. On peut l'évaluer de différentes manières. Il peut être commode d'introduire une certaine longueur f ou flèche, dont la projection 3 s'éloigne de la projection 1, 2. On a alors sensiblement (si le rayon $\rho_1 = \rho_2$ est grand) :

$$\cos \theta' = 1 - \frac{f}{\rho_3} \quad \dots \quad (3,1)$$

(1) L'examen stéréoscopique du cliché montre que le caractère secondaire de l'électron n'est pas douteux.

La quantité f peut être utile, en particulier dans la discussion des formules. Cependant dans le cas général la considération de f plutôt que de $\cos \theta$ risque de compliquer les raisonnements. Aussi à notre avis y a-t-il plutôt intérêt à considérer le plus souvent $\cos \theta$ plutôt que f .

§ 4. Valeurs numériques. — Les valeurs numériques des différentes grandeurs sont les suivantes : champ magnétique $H = 2650$ gauss, erreur relative 5 o/o.

Les rayons ρ_1 et ρ_2 sont égaux à la précision des mesures près (naturellement ρ_2 est inférieur à ρ_1).

$$\begin{aligned} 115 &< \rho_1 < 120 \text{ cm.} \\ 1,05 &< \rho_2 < 1,10 \text{ cm.} \end{aligned}$$

De même que $\rho_1 = \rho_2$ on a $\alpha_1 = \alpha_2$ à la précision des mesures près. On a $\cos \alpha_1 = 1$ très sensiblement (La trajectoire de la particule incidente est visible sur une grande longueur dans une chambre de faible profondeur).

$$\begin{aligned} 0,95 &< \cos \alpha_3 < 0,985 \\ 0 &< f < 0,03 \text{ cm.} \\ 0,97 &< \cos \theta' < 1. \end{aligned}$$

On a :

$$\frac{p_0}{p_2} = 0,00547 \quad \cdot \quad \frac{p_3}{p_c} \cos \theta = 1,67,$$

A la précision des mesures près on voit que le terme $\frac{p_0}{p_2}$ est tout à fait négligeable devant le terme $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$.

On peut donc au lieu de la relation générale :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_c}{p_0} \right)^2 \left\{ \left[\frac{p_1}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2} \right]^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (4,1) A$$

utiliser la relation approximative :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta \right)^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,2) E$$

On obtient :

$$\mu = 240.$$

La particule incidente a 240 fois la masse de l'électron. Le calcul d'erreurs donne $\mu = 240 \pm 20$.

§ 5. Comparaison avec les résultats obtenus par les méthodes d'ionisation. — Ainsi on trouve finalement que la particule incidente est une particule chargée négativement, la charge étant la charge électronique, et dont la masse est (240 ± 20) fois la masse de l'électron :

$$M_0 = (240 \pm 20)m_0.$$

Ce résultat apparaît comme très intéressant. En effet jusqu'ici les estimations de masses des mésotons, particules ayant une masse intermédiaire entre celle de l'électron et celle du proton sont très peu nombreuses. La valeur trouvée ici est d'ailleurs en bon accord ainsi qu'on le verra au chapitre suivant avec les estimations d'autres auteurs. Mais toutes les estimations de masses de mésotons, dont la plus remarquable est sans doute celle de Neddermeyer et Anderson ⁽¹⁾, sont basées sur l'application des lois de l'ionisation d'une particule en fonction de sa vitesse. Or si ces lois sont bien connues aux vitesses relativement faibles de la physique nucléaire, elles n'ont jusqu'ici reçu aucune base expérimentale suffisante dans le domaine des grandes vitesses des particules du rayonnement cosmique. On en est réduit à extrapoler des lois théoriques, vérifiées expérimentalement aux faibles vitesses. Ainsi toutes les estimations de masses antérieures comportent-elles en dehors de l'erreur expérimentale annoncée une incertitude théorique qu'il est difficile d'apprécier.

Au contraire dans la détermination de la masse d'un

⁽¹⁾ S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON. *Phys. Rev.*, **54** (1938), 88.

mésoton par la méthode du choc élastique on s'affranchit des lois mal connues encore de l'ionisation; on s'appuie uniquement sur des lois générales de mécanique et d'électrodynamique: conservation de l'énergie, conservation des quantités de mouvement, loi de Laplace appliquée à une particule chargée en mouvement. Une détermination de masse faite ainsi a un poids comparable à une détermination de masse faite au spectrographe de masse pour des particules nucléaires.

Encore faut-il, bien entendu, que le choc observé soit bien un choc élastique. On pourrait par exemple objecter qu'un photon a été émis pendant le choc. Mais la probabilité d'émission d'un tel photon semble dans les théories actuelles extrêmement faible.

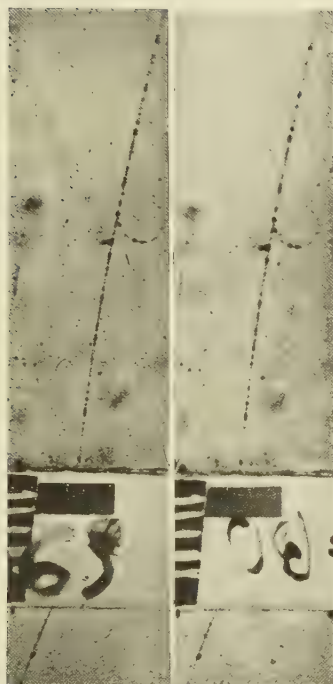
Sur le même cliché on a en plus une confirmation de la valeur de la masse trouvée. La particule incidente, après le choc, traverse un écran de matière et en sort avec un moment moindre. De la perte de moment au travers d'une épaisseur de matière connue on peut en appliquant les lois de l'ionisation obtenir la masse.

On verra au chapitre suivant que la valeur de la masse ainsi calculée par une méthode indépendante est en bon accord avec la valeur trouvée par la méthode du choc élastique.

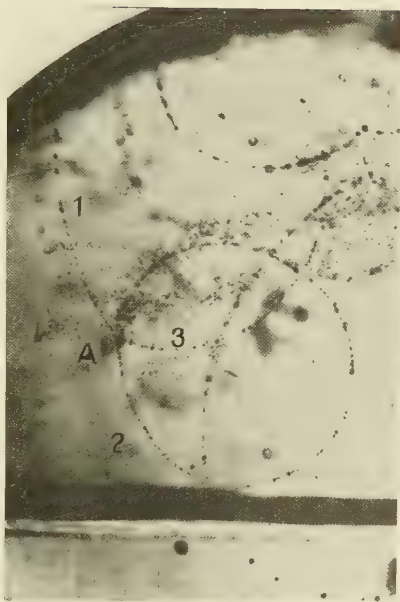
On peut dire encore que les lois d'ionisation admises actuellement trouvent ainsi une première confirmation expérimentale aux grandes énergies.

Tous les mésotons ont-ils même masse? Il existe un mésoton, de charge négative et ayant la masse 240. Toutes les particules de la composante pénétrante du rayonnement cosmique ont-elles la masse 240? Y a-t-il un nombre important de protons? Y a-t-il encore d'autres particules de masses différentes?

Les réponses à ces questions ne seront données que lorsqu'on aura un nombre suffisant de clichés de choc. Un tel



1. Choc mésoton contre électron
 $M_0 = 240 m_0$. Ch. II E, § 3.



2. Choc électron contre électron,
 Ch. II, § 1.

travail est actuellement en cours. La difficulté principale provient de la rareté des clichés de chocs utilisables. Quoiqu'il en soit la concordance de la valeur de la masse trouvée ici avec celle trouvée par divers auteurs semble indiquer dès à présent qu'une grande partie des mésotons ont la masse 240.

§ 6. Conditions favorables pour obtenir un choc élastique permettant une mesure de masse. — Il faut pour obtenir un choc utilisable, permettant une mesure de masse précise, se placer dans des conditions expérimentales bien définies. Tout d'abord on ne peut mesurer les masses des particules que lorsque leur énergie est située dans un domaine bien déterminé.

Ensuite si cette condition est remplie, il faut encore se placer dans des conditions expérimentales telles que les différentes grandeurs géométriques, rayons de courbure, angles, etc., puissent être mesurées convenablement. Il faudra une chambre Wilson de dimension suffisante pour permettre la mesure du rayon de courbure de la particule incidente.

La valeur de champ magnétique n'est pas indifférente. Un champ trop faible ne courberait pas suffisamment des particules de quelque énergie et la mesure du moment ne pourrait se faire avec précision.

Mais un champ trop fort, donnant en général une bonne précision dans la mesure de p_1 , courbe fortement la trajectoire 3 dont le cercle projection devient petit, si bien qu'on ne peut plus mesurer $\cos \theta'$ d'une manière précise. La figure 8 (*a* et *b*) représente le choc sous un même angle dans le cas d'un certain champ, puis avec un champ quatre fois plus fort. Le rayon ρ_3 est divisé par quatre ainsi que la flèche.

Il est certain que dès que la flèche n'est plus mesurable avec une précision suffisante la mesure du $\cos \theta$ devient illu-

soire. La précision sur la mesure de la flèche est limitée par la dimension des grains de brouillard de la trajectoire.

On peut montrer que la flèche f est toujours inférieure à la longueur $\rho_0 = \frac{m_0 c}{eH}$. En effet dans la relation (2,2)E le terme $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1$ étant un carré doit être positif.

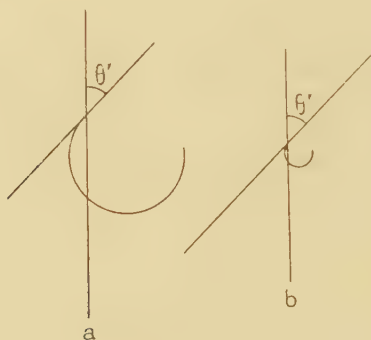


Fig. 8.

Il faut que :

$$\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1 > 0$$

c'est-à-dire :

$$\rho_3 - f > \sqrt{\rho_0^2 + \frac{\rho_3^2}{\cos^2 \alpha_3}} - \rho_0$$

et *a fortiori* :

$$\rho_3 - f > \rho_3 - \rho_0.$$

Donc :

$$f < \rho_0 \quad \dots \quad (6,1) \quad (1)$$

(Dans le cas d'application de la relation (2,2)E où l'on a $\frac{p_0}{p_2} \ll 1$).

(1) Il faut prendre garde ici de ne pas faire le raisonnement suivant : « f est d'autant plus grand que μ est plus petit. Une flèche de l'ordre de ρ_0 correspond donc à un électron ». Ceci est faux. On peut très bien avoir une flèche de l'ordre de ρ_0 pour une particule de grande masse, pourvu que p_2 soit suffisant.

Le diamètre des grains de brouillard de la trajectoire est de l'ordre du millimètre.

Or on a $p_0 c = e H \rho_0 c = m_0 c^2$, c'est-à-dire $300 H \rho_0 = 0,51 \cdot 10^6$ ou $H \rho_0 = 1\,700$ gauss-cm. (6,2). En se donnant $\rho_0 \geq 0,5$ cm. on a :

$$H \leq 3\,400 \text{ gauss} \quad \dots \quad (6,3)$$

On a ainsi une *limite supérieure* du champ magnétique. Mais il peut y avoir intérêt à utiliser un champ plus faible, en particulier si la flèche est inférieure à ρ_0 .

Or on a assisté ces dernières années à une course aux champs magnétiques élevés. Il s'agissait en effet de mesurer des énergies de plus en plus grandes des particules cosmiques. Aussi les clichés de choc obtenus fortuitement dans ces conditions ne donnent pas grands renseignements, la mesure de $\cos \theta$ ne pouvant s'effectuer d'une manière précise. C'est par exemple le cas des clichés de choc obtenus par Blackett ⁽¹⁾ et Wilson ⁽²⁾. Le champ utilisé par ces auteurs était de 10 000 gauss, ce qui donne $\rho_0 = 0,17$ cm. ne permettant pas de mesure correcte de $\cos \theta$.

L. Leprince-Ringuet et J. Crussard ⁽³⁾ ont obtenu un cliché avec $H = 13\,000$ gauss. On a alors $\rho_0 = 0,13$ cm. Aussi ne peut-on calculer la masse avec précision. Mais l'étude du cliché permit à ces auteurs de montrer que la particule incidente avait une masse inférieure à celle du proton.

La valeur relativement faible du champ à employer explique en partie pourquoi la méthode du choc élastique n'a guère pu être utilisée jusqu'ici, la plupart des auteurs opérant avec des champs trop forts.

⁽¹⁾ P. M. S. BLACKETT. *La radiation cosmique*, Hermann éd., Paris.

⁽²⁾ J. G. WILSON. *Proc. Roy. Soc.*, **166** (1938), 482.

⁽³⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et J. CRUSSARD. *J. de Physique*, **8** (1937), 207.

§ 7. Limitations essentielles ayant trait à la vitesse de la particule incidente. — Les limitations dues aux dimensions de la chambre Wilson, au champ magnétique, ne sont pas très graves, il suffit de les connaître et d'en tenir compte.

Malheureusement il existe aussi des limitations essentielles : on va montrer qu'on ne peut mesurer la masse d'une particule, dont le moment p_1c avant le choc dépasse une valeur égale à quelques M_0c^2 (énergie de masse au repos de la particule).

Ecrivons la relation (2,2)E :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1 \right\} \quad \dots \quad (2,2)E$$

que l'on peut écrire :

$$\left(\frac{p_0\mu}{p_1}\right)^2 = \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1.$$

Le terme $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1$ doit être positif puisque c'est un carré. Il est égal à l'unité lorsque le moment p_2c est égal à μp_0c , soit M_0c^2 , c'est-à-dire l'énergie de masse au repos de la particule. Ce terme est inférieur à l'unité et décroît très vite dès que le moment p_2c dépasse M_0c^2 . Pour $p_2c = 3M_0c^2$ on a déjà $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1 = \frac{1}{9}$. La quantité $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2$ qui est plus grande que un, ne dépasse l'unité que d'une quantité faible, quantité qui peut être plus faible que l'erreur expérimentale sur $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2$.

L'erreur sur $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2$ résulte des erreurs sur p_3 , p_0 et $\cos \theta$. On peut admettre par exemple sans exagération sur $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$ une erreur relative $\varepsilon = \frac{5}{100}$. L'erreur relative sur $\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2$ est $2\varepsilon = \frac{10}{100}$. Dès que p_2c atteint quelques M_0c^2 , $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$ est sensiblement égal à un et le nombre 2ε

représentant l'erreur relative représente aussi l'erreur absolue. La quantité 2ε est encore l'erreur absolue sur $\left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta \right)^2 - 1 \right\}$. Ainsi pour $p_2c = 3M_0c^2$ l'erreur 2ε est de l'ordre de grandeur de la quantité à mesurer. La masse peut être comprise entre zéro et une certaine limite supérieure. On ne peut plus faire de mesure de masse correcte, mais on peut encore assigner à la masse une limite supérieure. L'incertitude croît lorsque le moment de la particule incidente croît. Il arrive un moment où la limite supérieure obtenue pour la masse n'a plus aucun intérêt.

Les chocs de particules de moment trop grand ne sont pas utilisables. Ce qui intervient est le rapport $\frac{p_3}{p_0^{\frac{1}{2}}} = \frac{p_2c}{M_0c^2}$. Ce rapport doit être inférieur à quelques unités.

On retrouve ici dans la méthode du choc élastique une loi générale, qui s'applique également à la méthode de spectrographe de masse, et aux méthodes d'ionisation :

On ne peut pas mesurer la masse de particules trop rapides; la quantité de mouvement p_2c doit être inférieure à une quantité qui est de l'ordre de quelques M_0c^2 . Aux très grandes vitesses, dès que les moments dépassent l'ordre de grandeur de M_0c , les lois de relativité montrent que les propriétés de particules différentes deviennent indiscernables.

Des particules de grande masse de moment p_2c pourront donner des clichés utilisables, alors que des particules de masse plus faibles de même moment ne permettront pas de mesure de masse. Ainsi un proton dont la quantité de mouvement p_2c est 1 000 'Mev' peut donner un choc parfaitement calculable : on a $\frac{p_3}{p_0^{\frac{1}{2}}} = 1$ environ.

Pour un mésoton de masse 240 un moment $p_2c = 1000$ 'Mev' donnerait pour $\frac{p_3}{p_0^{\frac{1}{2}}}$ une valeur 10 fois plus grande. Le choc n'est plus du tout calculable. Pour un électron les circonstances sont encore plus mauvaises.

Si on admet pour limite supérieure de $\frac{P_-}{P_0^{1/2}}$ un nombre de l'ordre de 3 ou 4, on voit que la méthode s'appliquera pour :

des protons de moment $p_2c < 3\,000$ ou $4\,000$ 'Mev'

des mésotons de moment $p_2c < 300$ ou 400 'Mev'

des électrons de moment $p_2c < 1,5$ ou 2 'Mev'

Or une particule du rayonnement cosmique est rarement observable avec un moment p_2c notablement inférieur à M_0c^2 . Les lois de l'ionisation montrent que la particule se trouve alors brusquement freinée dans la matière.

Les particules du rayonnement cosmique pour pouvoir donner un cliché utilisable doivent ainsi être animées d'une quantité de mouvement comprise dans un domaine assez étroit défini approximativement par la relation :

$$M_0c^2 < p_2c < 4M_0c^2.$$

Comment ce domaine se place-t-il dans le spectre des moments de particules pénétrantes du rayonnement cosmique ? Le spectre des moments des particules pénétrantes du rayonnement cosmique a été étudié par différents auteurs, principalement par Kunze ⁽¹⁾, Anderson et Neddermeyer ⁽²⁾, P. M. S. Blackett ⁽³⁾, L. Leprince-Ringuet et J. Crusard ⁽⁴⁾ ⁽⁶⁾, Haydn Jones ⁽⁵⁾. Ce spectre présente un maximum aux environs de $2\,000$ 'Mev' et tombe assez rapidement des deux côtés du maximum. Le nombre de particules positives est du même ordre que le nombre de particules négatives, le nombre des particules positives l'emportant toutefois de quelques dizaines de pour cent.

⁽¹⁾ P. KUNZE. *Z. f. Ph.*, **80** (1933), 559.

⁽²⁾ C. A. ANDERSON et S. H. NEDDERMEYER. *Intern. Conf. Phys. London* (1934).

⁽³⁾ P. M. S. BLACKETT. *Proc. Roy. Soc., A*, **159** (1937), 1.

⁽⁴⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et J. CRUSSARD. *J. de Physique*, **8** (1937), 207.

⁽⁵⁾ HAYDN JONES. *Rev. Mod. Phys.*, **11** (1939), 235.

⁽⁶⁾ L. LEPRINCE-RINGUET (Travail en cours d'étude) (1941).

§ 8. Retentissement des limitations essentielles sur les diverses particules chargées du rayonnement cosmique. — Pour savoir comment se place par rapport aux spectres des particules pénétrantes le domaine des moments pc intéressants dans la méthode du choc élastique, il faut évidemment savoir à quelles masses de particules se rapporte le spectre des moments. On connaît un spectre des moments sans savoir quelles sont les masses des particules qui ont un moment déterminé, ni en quelle proportion les différentes masses sont représentées. On connaît le nombre relatif des particules ayant par exemple un moment de 1 000 'Mev', mais on ne sait parmi ces particules de 1 000 'Mev' combien il y a de protons, de mésotons de masse 240 ou d'autres particules. C'est justement le but de la méthode du choc élastique de rechercher les masses représentées aux différents moments pc , tout au moins dans le domaine des moments où cette méthode est applicable. Aussi avant d'avoir exploré le domaine des moments par cette méthode ne peut-on dire *a priori* d'une manière sûre si les domaines des moments où la méthode du choc élastique est applicable, fournit des mesures précises de masses, si ces domaines contiennent également un nombre important des particules que l'on cherche à identifier.

Mais si on ne connaît pas encore exactement la répartition des masses des particules en fonction des moments, on peut faire des hypothèses plausibles.

Le fait que les particules sont à peu près aussi souvent positives que négatives semble exclure la présence d'une quantité importante de protons.

Les protons sont sans doute représentés dans l'excès des particules pénétrantes positives. Quant à savoir si tous les mésotons ont la même masse 240 la question reste encore en suspens. Cependant différentes considérations : concordance des résultats de différents auteurs, effets statistiques, etc..., semblent indiquer une majorité de mésotons de masse 240.

Y a-t-il parmi les particules pénétrantes des particules dont la masse est supérieure à celle des protons ? Dans l'état actuel des connaissances la réponse à cette question est négative.

En résumé, voici comment se présente le tableau provisoire de la répartition des masses des particules pénétrantes. La grande majorité des particules est formée de mésotons de masse 240 en nombre égal des deux signes de la charge électrique. Il pourrait toutefois y avoir aussi une faible proportion de mésotons d'autres masses. Les protons seraient en proportion assez faible, de l'ordre de 10 o/o ou moins.

Comment se présente ensuite la distribution des masses en fonction des moments ? Les mésotons de masse 240, étant supposés être en majorité, seront distribués en moments suivant une loi qui ne sera pas très différente de celle du rayonnement pénétrant global, maximum aux environs de 2 000 'Mev', etc...

Il est difficile de situer exactement les mésotons de masse autre que 240. Toutefois, s'il y en a, on peut dire qu'on les trouvera dans la région des moments supérieurs à M_0c .

De même pour les protons, dont il est difficile de prévoir la distribution dans l'échelle des moments : les protons se trouveraient dans le domaine des moments $pc > 1\,000$ 'Mev'.

Si l'on compare les domaines d'application de la méthode du choc élastique à la répartition supposée des différentes particules dans le spectre des moments :

Pour les *protons* le domaine du choc élastique 1 000 à 4 000 'Mev' semble être dans une région favorable du spectre, autour du maximum du spectre. Ainsi le fait d'avoir trouvé jusqu'ici un nombre très faible sinon nul de chocs utilisables dans cette région est un argument en faveur d'un *nombre très faible de protons dans cette région du spectre*.

Pour les *mésotons de masse 240* le domaine du choc élastique 100 à 400 'Mev' se place dans une région du spectre où le nombre de particules est faible. Ce point sera précisé au

moment de la discussion de la probabilité d'obtenir un choc calculable.

Les *électrons* ne font pas partie de la composante pénétrante. Toutefois le domaine d'application $0,5 < pc < 2$ 'Mev' indique clairement qu'on ne peut attendre de la méthode du choc élastique qu'elle donne des mesures de masses précises des électrons du rayonnement cosmique, dont les énergies sont supérieures au moins à 10 Mev.

On arrive ainsi à un résultat assez paradoxal : la *méthode de choc élastique ne permet pas d'identifier sûrement des électrons de rayonnement cosmique*.

Il ne faut pas oublier cependant que la méthode si elle ne donne pas la masse exacte donne encore une limite supérieure. Si par exemple on trouve systématiquement dans les particules de gerbes des particules dont la masse est inférieure à $50 m_0$ (m_0 étant la masse de l'électron), on attribuera ces particules à des électrons plutôt qu'à des mésotons de petite masse.

§ 9. Reconnaître si un cliché est utilisable. — L'application de la relation (2,2 E) à un cliché suivie du calcul d'erreur indique si le cliché est utilisable.

Peut-on, sans se livrer à des calculs assez longs, reconnaître rapidement si un cliché est calculable ?

Rayon p_2 . Considérer le moment p_2 ou le rapport $\frac{p_2}{p_0}$ ne suffit pas. On a vu qu'il fallait considérer la quantité $\frac{p_2^2}{p_0^2}$, cette quantité devant être inférieure à 4.

$\frac{p_2^2}{p_0^2} < 4$... (9,1) condition pour qu'un cliché soit utilisable.

A priori on ne connaît pas μ . Mais on peut raisonner de la manière suivante : soit par exemple $p_2c = 800$ 'Mev' on a $\frac{p_2}{p_0} = 1600$.

Si la particule est un proton — ce que l'on verra ensuite

par application de la méthode — on a $\mu = 2\,000$ environ.

$\frac{p_2}{p_0^{1/2}} = 0,8$, le choc est parfaitement calculable.

Au contraire dans le cas d'un mésoton de masse 240

$\frac{p_2}{p_0^{1/2}} = 7$ et on n'aura pas de mesure de masse précise.

Le fait que p_2 a une limite supérieure contribue à abaisser la limite supérieure du champ magnétique H . Il ne sera pas nécessaire que les particules de moment supérieur au moment limite aient leur rayon de courbure mesurable.

Rayon ρ_3 . La considération du moment p_3 permet d'éviter toute hypothèse sur la masse de la particule.

On peut écrire en combinant les relations (2,2 E) et (9,1) :

$$\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1 > \frac{1}{16} \quad \dots \quad (9,2)$$

ce qui donne :

$$p_3 < \frac{2 \cos \theta}{1,06 - \cos^2 \theta} p_0 \quad \dots \quad (9,3)$$

Si l'on fait $\cos \theta = 1$:

$$p_3 < 30 p_0 \quad \text{soit} \quad p_3 c < 15 \text{ 'Mev'}$$

si l'on fait $\cos \theta = 0,90$ on trouve $p_3 c < 4 \text{ 'Mev'}$.

$$p_3 c < 15 \text{ 'Mev'} \quad \dots \quad (9,4)$$

constitue la limite supérieure de $p_3 c$. Pour préciser on peut mesurer $\cos \theta$ sur le cliché. Si $\cos \theta$ est inférieur à 1 la limite supérieure de $p_3 c$ que l'on trouve en remplaçant $\cos \theta$ dans (9,3) s'abaisse rapidement dès que $\cos \theta$ diminue.

§ 10. *Abaque.* — Il est souvent commode de mettre une relation sous forme d'abaque. La lecture de l'abaque prend moins de temps que d'effectuer les calculs. L'abaque permet par son simple aspect de tirer des conclusions sur les domaines d'application de la relation qu'elle représente.

La relation (2,2 E) :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_3}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta \right)^2 - 1 \right\} \dots (2,2 E)$$

montre que μ dépend de 4 variables indépendantes $p_0, p_2, p_3, \cos \theta$. Aussi ne peut-on faire un abaque de μ en fonction de ces quantités. Mais on peut exprimer $\frac{\mu p_0}{p_2}$ en fonction de $\frac{p_3}{p_0}$ et $\cos \theta$. La quantité $\frac{\mu p_0}{p_2}$ peut se lire sur un abaque en fonction de $\frac{p_3}{p_0}$ et $\cos \theta$. Une fois $\frac{\mu p_0}{p_2}$ obtenu on en tire sans difficulté μ .

Un abaque où $\frac{2p_0}{p_2}$ est lu en fonction de $\frac{p_3}{p_0}$ et de $\frac{f}{p_0}$ (au lieu de $\cos \theta$) a été établi par R. Richard-Foy (1). La relation (2,2 E) s'écrit alors :

$$\mu^2 = \frac{p_2}{p_0} \left\{ \left(\frac{p_3 - f}{p_c} \right)^2 - 1 \right\} \dots (10,1)$$

On peut montrer que la relation (10,1) est telle qu'elle peut se mettre sous forme d'abaque à points alignés, comprenant 2 échelles rectilignes, la 3^e ne l'étant pas. Pour plus de détails sur cette représentation intéressante, nous renvoyons à la référence indiquée.

La relation (2,2) E au contraire de la relation (10,1) peut se mettre sous forme d'abaque à points alignés comprenant 3 échelles rectilignes. De plus on a $\cos \theta$ comme variable et non f . La construction de l'abaque est alors facile (fig. 9). On porte sur une échelle droite des longueurs proportionnelles à $\log \frac{p_3}{p_c}$ et repérées par les valeurs de $\frac{p_3}{p_0}$ correspondantes (2). Sur une autre échelle droite parallèle à la pre-

(1) R. RICHARD-FOY. *C. R.*, **213** (1941), 724.

(2) On a :

$$\frac{p_3}{p_c} = \frac{\frac{p_3}{p_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{p_3}{p_0} \right)^2 - 1}}.$$

mière on porte des longueurs proportionnelles à $\log \cos \theta$. On trace une troisième échelle droite parallèle aux deux premières et placée entre les deux à égale distance de l'une et de l'autre. Les origines o des 3 échelles sont situées sur une même perpendiculaire aux 3 droites.

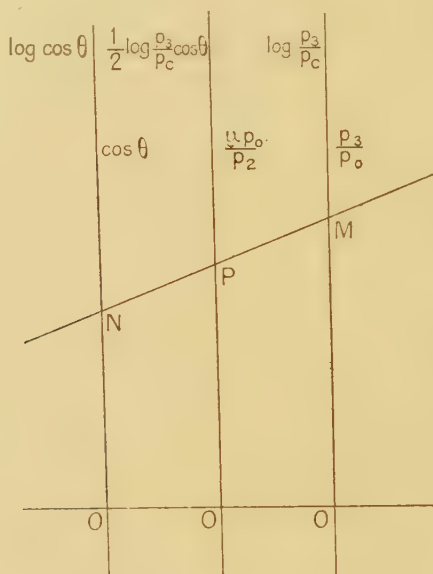


Fig. 9.

Soit alors un cliché sur lequel on lit une certaine valeur de $\frac{p_3}{p_0}$. Elle sera représentée sur l'abaque par le point M. La quantité $\cos \theta$ par le point N. La droite MN coupe l'échelle centrale en P. On a évidemment $OP = \frac{1}{2} \log \frac{p_3}{p_c} \cos \theta$ si $OM = \log \frac{p_3}{p_c}$ et $ON = \log \cos \theta$. Ainsi l'échelle centrale peut être graduée en fonction de $\sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta\right)^2 - 1}$, soit de $\frac{\mu p_0}{p_2}$.

Voici (fig. 10) l'abaque ainsi construit.

De la considération de l'abaque on tire sans peine les conclusions déjà obtenues par la discussion de la relation (2,2)E. La condition $\frac{p_2 c}{M_0 c^2} < 4$ se traduit sur l'abaque par

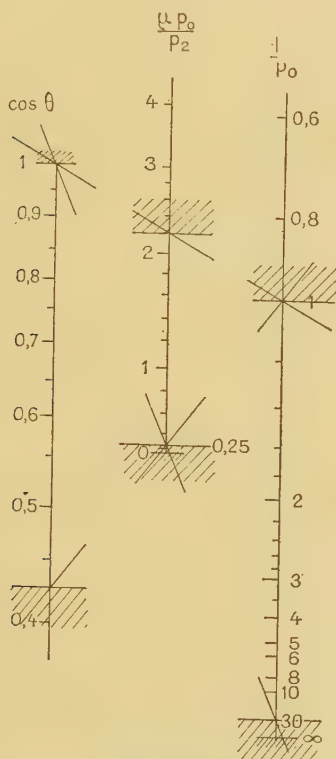


Fig. 10.

$\frac{p_2}{p_0} > 0,25$. On retrouve aussi la condition $\frac{p_3}{p_0} < 30$. Si l'on prend 1 pour limite inférieure de $\frac{p_3}{p_0}$, $\frac{p_3}{p_0} > 1$, on en déduit : 1° une limite inférieure de $\cos \theta$, $\cos \theta > 0,4$; 2° une limite supérieure de $\frac{p_2}{p_0}$, $\frac{p_2}{p_0} < 2,5$. Une particule pour laquelle

$\frac{p_2 c}{M_0 c^2}$ est inférieur à 0,4 ne donne pas de secondaire mesurable.

§ 11. Sur la chance que l'on a d'obtenir un cliché permettant une mesure précise de masse. — On a vu les relations permettant le calcul des masses des particules à partir d'éléments géométriques mesurés sur le cliché.

On a étudié les domaines d'énergies (ou des quantités de mouvement) à l'intérieur desquels une particule de masse donnée doit se trouver, si l'on veut pouvoir mesurer sa masse.

Il reste à examiner quelle est la probabilité que l'on a d'obtenir un cliché utilisable pour une mesure de masse. Avant de préciser cette question, on peut dire que *cette probabilité est faible*; sur un grand nombre de clichés pris jusqu'ici, très peu ont permis des mesures de masses, un seul cliché donnant la masse du mésoton en ce qui concerne le rayonnement cosmique, deux ou trois choes calculables d'électrons de la Physique Nucléaire. Dans ce dernier cas le problème de la probabilité est analogue, mais on dispose de faisceaux de particules plus intenses que dans le cas de rayonnement cosmique.

La probabilité d'avoir un choc calculable est faible. De plus il est assez difficile d'évaluer cette probabilité. Ceci tient principalement à deux points : d'abord, l'incertitude expérimentale et théorique sur la section efficace de choc d'une particule contre un électron, pour de grandes énergies de la particule. Ensuite, incertitude sur la distribution des masses des particules dans le spectre des moments.

Pour la probabilité d'un choc, il faut d'abord se donner la limite inférieure du moment $p_3 c$ de l'électron heurté. Il faut que $p_3 c$ soit suffisant pour pouvoir être mesuré avec précision. Si $p_3 c$ est trop petit le cercle correspondant à la trajectoire de l'électron heurté sera petit vis-à-vis de la dimension des grains du brouillard et on ne pourra mesurer son rayon

avec précision. Mais même pour des cercles assez grands intervient le phénomène dit du « scattering » ou déviation ⁽¹⁾ qui peut rendre illusoire toute mesure de rayon et aussi d'angle θ . Ainsi p_3 ne peut guère descendre au-dessous de p_0 . Nous prendrons :

$$p_3 \geq p_0 \quad \dots \quad (11,1)$$

soit :

$$p_c \geq 0,4p_0 \quad \dots \quad (11,2)$$

Pratiquement le problème se pose alors de la manière suivante : une chambre Wilson (fig. 6) est placée entre deux compteurs G. M. qui la commandent. Il y a N déclanchements par unité de temps ⁽²⁾. Il y a N particules visibles traversant la chambre Wilson, la longueur de la trajectoire ayant comme ordre de grandeur l , dimension verticale de la chambre Wilson. *Combien de temps faut-il attendre, combien de déclanchements faut-il en moyenne pour obtenir un cliché utilisable ?*

§ 12. Probabilité d'obtenir un choc. — Il existe quelque incertitude expérimentale et théorique quant à la section efficace de choc d'une particule contre un électron. Soit σ cette section efficace. Les différents auteurs s'accordent pour donner comme limite supérieure de σ :

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \times m_0 c^2 \times \frac{1}{w} \quad \dots \quad (12,1)$$

où w est l'énergie cinétique de l'électron heurté $w = p_c c$, m_0 sa masse. La longueur r_0 est le rayon classique de l'électron :

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

⁽¹⁾ Voir aussi à propos du scattering, chap. III, § 5.

⁽²⁾ Le nombre N peut être calculé à partir de l'angle solide déterminé par les compteurs G. M., et du nombre connu de particules par unité d'angle solide.

soit :

$$\sigma_0 = 2\pi r_0^2 = 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

On a :

$$\frac{m_0 c^2}{w} = \frac{p_0}{p_c}$$

et :

$$\sigma = 0,5 \cdot 10^{-24} \frac{p_0}{p_c} \text{ cm}^2 \quad \dots \quad (12,2)$$

La section efficace σ est relative à l'ensemble des chocs où l'énergie du secondaire est plus grande que w .

La section efficace σ a été calculée d'une manière plus précise par H. J. Bhabha (1). Cet auteur indique la section efficace différentielle pour la production par un mésonon d'énergie *totale* E_0 d'un électron d'énergie cinétique w comprise dans l'intervalle dq où :

$$q = w/(E_0 - M_0 c^2)$$

$$\gamma = \frac{E_0}{M_0 c^2}.$$

On a :

$$\sigma(q) dq = 2\pi r_0^2 \frac{m_0}{M_0(\gamma - 1)} \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} - \frac{q}{q_m} + \frac{1}{2} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} q^2 \right] \frac{dq}{q} \dots (12,3)$$

avec :

$$\frac{w_m}{E_0 - M_0 c^2} \equiv q_m \equiv \frac{2mM(\gamma + 1)}{m^2 + M^2 + 2mM\gamma} \quad 0 < q < q_m$$

où w_m est l'énergie cinétique maximum que peut prendre l'électron éjecté (dans un choc de plein fouet).

L'intégration de la relation (12,3) se conduit par des méthodes élémentaires et donne $\sigma(q)$. On obtient ainsi des valeurs qui peuvent être notablement inférieures à celles données par (12,1).

Revenons à la relation (12,1), en n'oubliant pas qu'elle ne donne qu'une limite supérieure de la section efficace.

(1) H. J. BHABHA. *Proc. Roy. Soc.*, **164** (1938), 257.

On passe de la section efficace à la probabilité par la relation :

$$\pi = N/\sigma.$$

La quantité π est la probabilité d'avoir un choc sur un parcours de longueur l ; le nombre d'électrons par centimètre cube est N .

$$N = \mathfrak{N}Z$$

où $\mathfrak{N}$ est le nombre d'atomes par centimètre cube de numéro atomique Z . La relation (12,1) devient :

$$\pi = 2\pi r_0^2 \frac{m_0 c^2}{w} l \mathfrak{N} Z. \quad \dots \quad (12,4)$$

Pour un gaz à la pression atmosphérique :

$$\mathfrak{N} = \frac{6,06 \cdot 10^{23}}{2,24 \cdot 10^4} = 2,7 \cdot 10^{19}.$$

Alors :

$$\pi = 1,35 \cdot 10^{-5} l Z \frac{m_0 c^2}{w}.$$

Si on tient compte de (11,2), on a : $\frac{m_0 c^2}{w} = \frac{1}{0,4}$.

Avec une chambre de longueur $l = 50$ cm., remplie d'argon ($Z = 18$) à la pression atmosphérique, on a :

$$\pi = 1,35 \cdot 10^{-5} \times 50 \times 18 \times \frac{1}{0,4} \approx 3 \cdot 10^{-2}.$$

Dans une chambre Wilson de longueur 50 cm. remplie d'argon à la pression atmosphérique on peut s'attendre à un nombre de chocs, où le secondaire a un moment $p_3 \gg p_0$, de moins de 3 sur 100 clichés pris. Pour préciser on pourra, en admettant la validité des formules données par Bhabha, essayer d'appliquer la relation (12,3).

La probabilité étant proportionnelle à la pression, il y a tout intérêt, si on peut, à opérer sous pression élevée.

La probabilité étant proportionnelle à l , on peut croire

qu'il y a intérêt à employer une chambre très longue. Il faut prendre garde à ce que si on utilise les mêmes compteurs — et qu'on écarte les compteurs pour utiliser une chambre plus longue — le nombre d'impulsions décroît plus vite que le carré de la distance entre compteurs, soit l^2 approximativement, alors que π est proportionnel à l . Il faudra attendre plus longtemps pour obtenir un même nombre de clichés. A moins d'utiliser une chambre qui, en même temps que plus longue, sera plus profonde, de manière à avoir le même nombre d'impulsions par unité de temps ⁽¹⁾.

§ 13. Probabilité d'obtenir un choc calculable. — La probabilité $\pi < 3 \cdot 10^{-2}$ est la probabilité de tous les chocs, mesurables, calculables ou non, sous la seule réserve que :

$$p_3 \geq p_0.$$

Mais on a vu que le moment de la particule incidente introduit la limitation $\frac{p_3}{p_0^{\frac{1}{2}}} < 4 \text{ (9,1)}$.

Seuls parmi les quelques π clichés présentant un choc une faible proportion pouvait être utilisée, ceux où la relation (9,1) est satisfaite.

Sur n clichés pris il y en aura $\alpha\pi n$ utilisables pour une masse. Il s'agit d'essayer d'évaluer α .

Les clichés en ce qui concerne le moment p_2 de la particule cosmique dont la trajectoire est photographiée sont distribués suivant une loi de fréquence qui est précisément le spectre des moments. Soit $N = f(p)$ le nombre des particules de moment supérieur à p . Considérons le spectre (fig. 11) où l'on porte en abscisses le moment, en ordonnées $\frac{\partial N}{\partial p}$.

(1) Quoi qu'il en soit il faut que la chambre soit assez longue pour permettre une mesure correcte de p_2 .

En ce qui concerne la profondeur de la chambre, on ne peut pas l'augmenter beaucoup sans modifier le régime de fonctionnement de l'appareil.

Faisons de plus l'hypothèse que ce spectre se rapporte à des particules ayant toutes la même masse. Les moments utilisables sont compris entre p_0 et $4p_0$ (§ 7). La quantité α

est alors donnée par $\alpha = \frac{\int_{p_0}^{4p_0} \frac{\partial N}{\partial p} dp}{\int_0^{\infty} \frac{\partial N}{\partial p} dp}$, soit le rapport de l'aire

hachurée sur l'aire de la courbe totale.

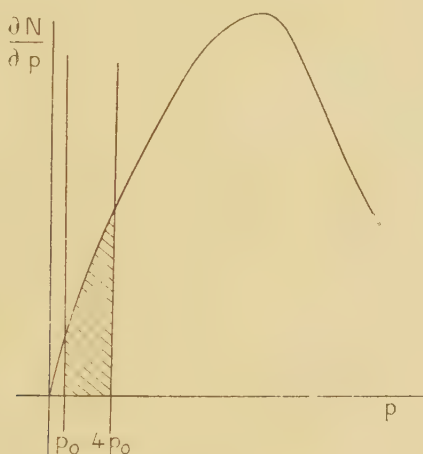


Fig. 11.

Dans le cas du mésoton on a $p_0 c$ de l'ordre de 100 'Mev'.

Utilisons alors les données numériques de Haydn Jones ⁽¹⁾. Ces données sont relatives à un spectre parmi ceux obtenus le plus récemment.

Le nombre total de particules est 923 (tableau I de la référence ⁽¹⁾). Le nombre de particules de moment compris entre 100 'Mev' et 400 'Mev' est ⁽²⁾ : 30. Ce nombre est évidemment

⁽¹⁾ HAYDN JONES. *Rev. Mod. Phys.*, **11** (1939), 237.

⁽²⁾ De 200 à 700 'Mev' il y a 49 particules, soit en admettant une croissance linéaire 30 particules entre 100 et 400 'Mev'. En réalité il y en a certainement moins.

fort incertain car on connaît mal le spectre dans la région des moments inférieurs à 500 'Mev'.

On a ⁽¹⁾ alors :

$$\alpha \leq \frac{30}{923} \approx 0,03.$$

La probabilité ϖ d'avoir un choc utilisable sera :

$$\varpi = \alpha\pi < 10^{-3}$$

environ.

Cette valeur est une limite supérieure. On peut s'attendre étant donnée l'incertitude des hypothèses utilisées à une valeur de ϖ comprise entre 10^{-3} et 10^{-4} .

On peut imaginer une méthode pour augmenter α (toujours en supposant que le spectre de la figure 11 se rapporte à des particules de même masse). On placera un écran épais de matière absorbante de manière à ralentir les particules avant la traversée de la chambre. Si les lois admises actuellement pour la perte d'énergie par ionisation sont correctes, un écran de 90 cm. de Pb provoquera pour des mésotons de masse 240 un déplacement du spectre, tel que le maximum auparavant aux environs de $1,6 \cdot 10^3$ 'Mev' se trouve amené entre 100 et 400 'Mev' (voir ch. III, § 10). Le nombre de particules de moment compris entre 100 et 400 'Mev' sera alors de ⁽²⁾ 80 au lieu de 30.

Il y a certainement intérêt à mettre une grande épaisseur de plomb au-dessus de la chambre Wilson, mais il est assez difficile d'obtenir une augmentation très notable de particules dans le domaine des moments de l'ordre de grandeur des moments de la masse au repos, car les particules se trouvent alors très brusquement freinées.

⁽¹⁾ Il faut remarquer que le facteur α s'introduit tout à fait indépendamment de la méthode du choc élastique, indépendamment de toute méthode de mesure de masse employée. Il provient de la distribution spectrale des moments pour les particules de différentes masses du rayonnement cosmique.

⁽²⁾ En raisonnant comme pour le renvoi 2 de la page précédente on a : $3/5$ de $134 = 80$.

Il est assez probable que le spectre des moments se rapporte à des particules ayant en grande majorité la même masse, mais ce n'est pas absolument sûr. *S'il y avait des particules de masses diverses en proportion appréciable les probabilités calculées plus haut pourraient être diminuées encore très notablement.*

Combien de temps faut-il attendre pour obtenir un choc utilisable? On peut se donner une cadence de l'ordre de 100 clichés par jour. On aura 10^3 clichés en 10 jours, 10^4 clichés en 100 jours.

Comme la probabilité ϖ est sans doute plus voisine de 10^{-4} que de 10^{-3} , on n'aura en un an qu'un faible nombre de clichés de chocs utilisables. Tout ceci pour une chambre fonctionnant à la pression atmosphérique. Aussi y a-t-il intérêt à augmenter la pression atmosphérique, mais là encore on est limité d'un autre côté par le scattering qui augmente avec la pression.

F. — APPLICATION DE LA FORMULE GÉNÉRALE

§ 1. Exemple de choc élastique d'un électron contre un électron ⁽¹⁾ ⁽²⁾. — On a vu (§ 8, E) qu'il est à peu près impossible d'obtenir un cliché de choc utilisable d'un électron de rayonnement cosmique, ceci est dû à ce que les électrons du rayonnement cosmique ont un moment p_1c qui est grand vis-à-vis du moment p_0c .

Mais les électrons de Physique Nucléaire se présentant avec des moments plus faibles, on peut dans ce cas obtenir des clichés utilisables.

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET. *Thèse Paris* (1936), 33.

⁽²⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et S. GORODETZKY. *C. R.*, 213 (1941), 765.

Considérons la formule générale (4,1) A :

$$\mu^2 = \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^2 \left\{ \left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_2}{p_1} \right)^2 - 1 \right\}. \quad \dots \quad (4,1) A$$

Pour qu'une particule donne un choc utilisable il faut :

$$\frac{p_2}{p_0 \mu} < 4 \quad \dots \quad (9,1) E$$

$$\text{avec } \mu = 1 \quad \text{soit } \frac{p_2}{p_0} < 4 \quad \text{ou } \frac{p_0}{p_2} > \frac{1}{4}.$$

On ne peut plus négliger $\frac{p_2}{p_0}$ vis-à-vis de $\frac{p_3}{p_c} \cos \theta$. La formule simplifiée (2,2) E ne s'applique plus. De plus pour un électron incident, il n'y a plus aucune raison pour que p_2 soit sensiblement égal à p_1 . *Il faut utiliser la formule générale (4,1) A dans le cas du choc électron contre électron.*

Un tel choc a été obtenu par L. Leprince-Ringuet en 1935 (Planche I, 2). Un électron de recul Compton dû à un photon du Th C'' heurte un électron au sein du gaz de la chambre Wilson. Il communique à cet électron une partie notable de son énergie (¹).

On a :

$$\begin{array}{lll} \rho_1 = 3 \text{ cm. } 15 & \rho_2 = 2 \text{ cm. } 03 & \rho_3 = 1 \text{ cm. } 82 \\ \theta = 72^\circ & H = 1400 \text{ gauss} & \end{array}$$

Les trois trajectoires sont dans le plan principal.

La relation (1,4) C avec les $\cos \alpha = 1$:

$$\rho_1^2 - \rho_2^2 = 2\rho_2\rho_3 + \rho_3^2$$

qui exprime la conservation de la quantité de mouvement est bien vérifiée.

On peut alors se placer à un double point de vue :

Ou bien se demander si la particule incidente est bien un

(¹) Un cliché analogue a été observé antérieurement par F. Joliot et publié dans *Radioactivité* de Mme Pierre Curie. Paris.

électron, la formule (4,1) A donne $\mu = 1,03 \pm 0,20$ répondant par l'affirmative à cette question.

Ou bien on peut admettre comme évident que la particule incidente est bien un électron, et alors en donnant dans (4,1) A à μ la valeur 1, chercher si la relation obtenue ainsi entre les diverses grandeurs de cette formule est bien vérifiée. Le calcul répond affirmativement et fournit une vérification assez frappante et directe des formules relativistes concernant la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, en particulier une vérification directe de la formule de variation de la masse avec la vitesse, et de l'expression de l'énergie. On peut d'ailleurs montrer qu'un traitement non relativiste conduit à des résultats absurdes; l'angle θ devrait avoir la valeur 90° , dans le cas où $\mu = 1$.

Dans le choc électron-électron, rien ne permet expérimentalement de distinguer des deux trajectoires après choc laquelle correspond à l'électron incident, laquelle à l'électron heurté. Il faut donc que dans la relation (4,1) A, si l'on fait $\mu = 1$, les quantités relatives à 2 et 3 soient permutable. C'est bien ce qui a lieu. En effet la relation (4,1) A peut s'écrire :

$$p_2 p_3 \cos \theta = (\sqrt{(\mu p_0)^2 + p_2^2} - p_0)(\sqrt{p_0^2 + p_3^2} - p_0) \quad \dots \quad (1,1)$$

En faisant $\mu = 1$ on obtient la relation symétrique :

$$p_2 p_3 \cos \theta = (\sqrt{p_0^2 + p_2^2} - p_0)(\sqrt{p_0^2 + p_3^2} - p_0) \quad \dots \quad (1,2)$$

relation de forme intéressante qui indique que le produit des énergies cinétiques des deux électrons après choc est égal au facteur c^2 près au produit scalaire des moments.

Au contraire si la particule incidente n'est pas un électron, on peut distinguer après choc entre la particule incidente et l'électron heurté. La relation (1,1) n'est pas symétrique. Les quantités d'indices 2 et 3 ne sont pas permutable.

§ 2. Discussion de la formule générale. — La formule générale (4,1) A se discute d'une manière analogue à la for-

mule (2,2) E. Il suffit de remplacer dans cette dernière relation le terme $\frac{P_1}{P_c} \cos \theta$ par $\frac{P_3}{P_c} \cos \theta + \frac{P_0}{P_2}$, d'où quelques complications supplémentaires. Nous n'insisterons pas sur ce point.

Du fait du terme $\frac{P_0}{P_2}$ on ne peut non plus mettre la formule générale sous forme d'abaque, comme on l'a fait pour la formule simplifiée. Si l'on tient aux méthodes graphiques, on pourra cependant se servir d'expédients : on pourra faire plusieurs abaques à lectures successives. On tracera un premier abaque à points alignés à 3 échelles rectilignes donnant $\frac{P_3}{P_c} \cos \theta$ en fonction de $\frac{P_1}{P_0}$ et $\cos \theta$. Ensuite un deuxième

abaque donnant $\frac{P_0}{P_2} = \sqrt{\left(\frac{P_1}{P_c} \cos \theta + \frac{P_1}{P_2}\right)^2 - 1}$ en fonction

de $\frac{P_2}{P_0}$ et $\cos \theta$. Ces deux abaques étant reliés par leurs échelles $\cos \theta$.

§ 3. Erreur sur μ . — Du point de vue de l'expérimentateur il est très important d'évaluer l'erreur sur la mesure de masse. Cette erreur est donnée par :

$$\Delta\mu = \frac{\partial\mu}{\partial p_0} \Delta p_0 + \frac{\partial\mu}{\partial p_2} \Delta p_2 + \frac{\partial\mu}{\partial p_3} \Delta p_3 + \frac{\partial\mu}{\partial (\cos \theta)} \Delta (\cos \theta) \quad \dots \quad (3,1)$$

ou en passant aux erreurs relatives, ce qui peut être commode :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta\mu}{\mu} = & \frac{p_0}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial p_0} \frac{\Delta p_0}{p_0} + \frac{p_2}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial p_2} \frac{\Delta p_2}{p_2} + \frac{p_3}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial p_3} \frac{\Delta p_3}{p_3} \\ & + \frac{\cos \theta}{\mu} \frac{(\partial\mu)}{\partial (\cos \theta)} \frac{\Delta (\cos \theta)}{\cos \theta} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3,2)$$

Le calcul des quantités telles que $\frac{\partial\mu}{\partial p_0}$ est élémentaire, mais fastidieux ; nous donnons ici les résultats des calculs, résultats utiles à l'expérimentateur :

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial \mu}{\partial p_0} &= \frac{p_2}{p_0} \frac{\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}}{\sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1}} \left[\frac{p_3}{p_c} \frac{\cos \theta}{\sqrt{p_0^2 + p_3^2}} + \frac{1}{p_2} \right] \\
 &\quad - \frac{p_2}{p_0^2} \sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1} \\
 \frac{\partial \mu}{\partial p_2} &= -\frac{1}{p_2} \frac{\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}}{\sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1}} \\
 &\quad + \frac{1}{p_0} \sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1} \\
 \frac{\partial \mu}{\partial p_3} &= -\frac{p_2}{p_c} \frac{\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}}{\sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1}} \frac{\cos \theta}{\sqrt{p_0^2 + p_3^2}} \\
 \frac{\partial \mu}{\partial (\cos \theta)} &= -\frac{p_2 p_3}{p_0 p_c} \frac{\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}}{\sqrt{\left(\frac{p_3}{p_c} \cos \theta + \frac{p_0}{p_2}\right)^2 - 1}}
 \end{aligned} \right\} \dots (3,3)$$

§ 4. Probabilité d'avoir un choc électron (du domaine de la Physique Nucléaire) contre électron. — On peut, en ce qui concerne la probabilité d'obtenir un choc, se livrer, dans le cas des électrons de Physique Nucléaire, à des considérations analogues à celles que l'on a vues à propos des chocs des particules des rayonnements cosmiques. La probabilité globale (voir § 13 E) se met encore sous la forme d'un produit de 2 facteurs : $\varpi = \pi \times \alpha$.

En ce qui concerne π , facteur relatif à la section de choc, il n'y aura pas de grands changements ni dans les raisonnements, ni dans les résultats, si l'on compare avec ce qui a lieu pour les particules cosmiques. Mais la quantité α ne sera plus du tout la même. Cette quantité représentait la fraction utile de particules par rapport au nombre total de particules apparaissant sur les clichés. La fraction α était faible et contribuait à abaisser la probabilité ϖ .

Au contraire en Physique Nucléaire on peut s'arranger au moyen de préparations radioactives pour obtenir des électrons dont la grande majorité aura un moment permettant un choc élastique utilisable. Le rapport α peut être voisin de 1. D'où une valeur de ϖ qui peut être de 10 à 100 fois plus grande.

L'intensité des rayonnements des préparations radioactives, intensité qui peut être très supérieure à celle du rayonnement cosmique, contribue aussi, à probabilité égale, d'avoir à attendre beaucoup moins longtemps pour obtenir un même nombre de chocs élastiques utilisables.

Aussi est-il beaucoup plus facile d'obtenir des clichés utilisables de chocs avec des électrons du domaine nucléaire, qu'avec des particules du rayonnement cosmique.

CHAPITRE III

Détermination de la masse des particules par les méthodes d'ionisation.

§ 1. Introduction. — Du point de vue chronologique, ce sont les méthodes d'ionisation qui ont été employées les premières dans la mesure des masses des particules du rayonnement cosmique. Ce sont des considérations relatives à l'ionisation qui ont fait soupçonner l'existence de particules de masse comprise entre celle de l'électron et celle du proton. Les premières déterminations de masses de mésons ont été faites par les méthodes d'ionisation.

C'est le comportement des mésons dans leur passage à travers la matière (pouvoir pénétrant, ionisation) qui a montré que l'on avait affaire à des particules nouvelles.

Le fait que les particules de la composante dure sont pénétrantes indique une masse notablement supérieure à celle de l'électron. En effet, une particule légère, facilement accélérée dans le champ des noyaux, perd rapidement son énergie en émettant des photons, est rapidement absorbée.

La section efficace de freinage dans le champ des noyaux est :

$$\sigma = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{M_0 c^2} \right)^2 \quad \text{pour } E \gg M_0 c^2.$$

On peut admettre que la charge de ces particules pénétrantes est la charge électronique. L'aspect des trajectoires dans une chambre Wilson ⁽¹⁾, leur faible pouvoir ionisant

(1) Une particule de charge 2 est 4 fois plus ionisante.

sont des arguments très forts en faveur de cette hypothèse.

On peut alors penser à des protons, assez lourds pour ne pas rayonner, et de charge électrique unité. Mais les particules pénétrantes sont en nombre égal environ positives ou négatives. Il faudrait alors admettre l'existence d'un proton négatif.

La masse au repos du proton étant de 1.000 Mev environ une particule ayant un moment pc égal ou inférieur à cette valeur devrait être freinée très rapidement par ionisation et le spectre des moments devrait tomber très brutalement au-dessous de 1 000 'Mev' ce qui n'est pas le cas.

On trouve ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽³⁾ des particules, beaucoup plus pénétrantes que des électrons, mais qui à moment égal, sont beaucoup moins ionisantes que des protons.

Ainsi l'existence d'une particule de masse intermédiaire s'impose à moins d'admettre que les lois du passage à travers la matière, lois connues dans le domaine énergétique de la physique nucléaire, sont complètement en défaut dans le domaine des énergies très élevées des particules cosmiques.

Doit-on identifier cette particule du rayonnement cosmique, avec une particule dont Yukawa ⁽⁴⁾ a imaginé l'existence virtuelle dans le noyau ? Nous n'entrerons pas ici dans la discussion de cette importante question.

En précisant les idées de pénétration, de pouvoir ionisant du mésoton, on peut arriver à une bonne estimation de sa masse.

On fait l'hypothèse fondamentale que la perte d'énergie est due à l'ionisation seulement. La perte d'énergie $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et J. CRUSSARD. *J. de Physique*, **8** (1937), 207.

⁽²⁾ P. KUNZE. *Z. f. Physik*, **83** (1933), 10.

⁽³⁾ S. H. NEDDERMEYER et C. A. ANDERSON. *Rev. Mod. Ph.*, **11**, (1939), 191.

⁽⁴⁾ H. YUKAWA. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17** (1935), 48.

par unité de longueur parcourue ⁽¹⁾ est représentée par une formule telle que :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = z^2 f(\beta) \quad \dots \quad (1,1)$$

La quantité z est la charge de la particule incidente, $\beta = \frac{v}{c}$.

La perte d'énergie par unité de parcours pour une substance donnée est proportionnelle au carré de la charge de la particule ionisante, et à une certaine fonction $f^{(2)}$ de la vitesse β . Elle est indépendante de la masse M_0 de la particule incidente.

Pour faire une mesure de la masse de la particule incidente, comme dans la méthode du choc élastique, on se sert d'une chambre Wilson baignant dans un champ magnétique H perpendiculaire à son plan principal. La relation (1,1) chap. II, A, $p = e r H \cos \alpha$, montre que le moment p des particules traversant la chambre est alors connu ⁽³⁾. On peut utiliser le moment réduit, $\frac{pc}{M_0 c^2}$, soit le moment exprimé en unités $M_0 c$.

La vitesse β s'exprime en fonction du moment réduit : on a par définition :

$$p = \frac{M_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

d'où :

$$\beta = \frac{\frac{pc}{M_0 c^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)^2}} \quad \dots \quad (1,2)$$

(1) Bien entendu il ne faut pas oublier que dE et dx se rapportent à des quantités infiniment petites.

(2) Cette fonction sera précisée ultérieurement (§ 5).

(3) En supposant connue la charge de la particule incidente, soit en général z .

La relation (1,1) s'écrit alors :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = z^2 \varphi\left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right) \quad \dots \quad (1,3)$$

Soit alors une particule dont on connaît la charge z . Le moment pc est mesuré sur le cliché ($H\rho$).

§ 2. Méthode de la perte d'énergie par ionisation courante dans un gaz. — Si l'on sait mesurer la perte d'énergie $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ et que l'on connaît la fonction $f(\frac{z}{r})$ ou $\varphi\left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)$, on en déduit la masse cherchée M_0 .

La quantité $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ peut être atteinte expérimentalement en comptant le nombre de gouttelettes d'une trajectoire de brouillard. Différents auteurs ont utilisé cette méthode. Citons particulièrement D. R. Corson et R. B. Brode ⁽¹⁾ qui obtiennent une particule de masse 250 m_0 (Voir également un article plus récent de Brode ⁽²⁾).

La numération des gouttelettes est laborieuse et conduit à des résultats expérimentaux dont la précision est relativement médiocre.

Aussi utilise-t-on des méthodes qui permettent des estimations plus précises.

§ 3. Méthode de la fin de parcours. — La relation (1,1) peut se mettre sous forme intégrale en introduisant le parcours R :

$$R = \int dx = \int \frac{-dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \quad \dots \quad (3,1)$$

comme $E = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$:

$$dE = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{(1 - \beta^2)^3}} \beta d\beta \quad \dots \quad (3,2)$$

⁽¹⁾ D. R. CORSON et R. B. BRODE. *Phys. Rev.*, **53** (1938), 773.

⁽²⁾ R. B. BRODE. *Rev. Mod. Phys.*, **11** (1939), 220.

d'où :

$$R = \frac{M_0 c^2}{\varepsilon^2} \int \frac{\beta d\beta}{v(1-\beta^2)^3 f(\beta)} \quad \dots \quad (3,3)$$

ou encore, en tenant compte de (1,2) :

$$R = \frac{M_0 c^2}{\varepsilon^2} \psi \left(\frac{pc}{M_0 c^2} \right) \quad \dots \quad (3,4)$$

Le parcours réduit $\frac{R}{\mu}$ n'est fonction que du moment réduit. Pour un même moment réduit le parcours réduit est le même quelle que soit la masse de la particule.

La mesure du moment et du parcours R donne la masse M_0 (fig. 12).

Cette méthode a sur la précédente l'avantage de principe qu'une mesure de longueur est beaucoup plus facile qu'une numération de gouttelettes. Neddermeyer et Anderson ⁽¹⁾ sur un cliché célèbre, ont pu appliquer cette méthode. Malheureusement la chance d'obtenir un mésoton en fin de parcours est très faible.

Cette méthode dite de « fin de parcours » a d'autres inconvénients. Le scattering ou déviation est d'autant plus grand que la particule est plus près de la fin de son parcours. Le scattering diminue la précision sur la mesure de la courbure, il peut même rendre impossible toute mesure de courbure. En l'absence de champ magnétique le scattering donne une « courbure » apparente. D'après E. J. Williams ⁽²⁾, appelant ρ_s le rayon de « courbure » apparente, ρ le rayon de courbure dû au champ magnétique H (en gauss), on a pour un électron rapide : $\frac{\rho}{\rho_s} = \frac{40}{H}$, ce qui donne une erreur de 10 o/o pour $H = 400$, de 1 o/o pour $H = 4000$ gauss. Pour un

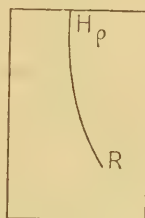


Fig. 12.

⁽¹⁾ S. H. NEDDERMEYER et G. A. ANDERSON. *Phys. Rev.*, 54 (1938), 88.

⁽²⁾ E. J. WILLIAMS. *Ph. Rev.*, 58 (1940), 292.

mésoton en fin de parcours, dont on voudrait mesurer avec quelque précision le moment, il faudrait $H > 3.10^4$ ($\rho_s \approx 50$ cm.).

On peut donner aussi le rapport $\frac{\rho_s}{R}$, rayon de « courbure » apparente, sur parcours.

$$\text{Pour des électrons dans l'air} \quad . \quad . \quad . \quad \frac{\rho_s}{R} \approx 0,5$$

$$\text{Pour des mésotons} \quad . \quad . \quad . \quad \frac{\rho_s}{R} \approx 7$$

$$\text{Pour des protons.} \quad . \quad . \quad . \quad \frac{\rho_s}{R} \approx 20$$

$$\text{Pour des particules } \alpha \quad . \quad . \quad . \quad \frac{\rho_s}{R} \approx 40$$

Voir aussi un exemple de scattering dans une note de E. J. Williams et E. Pickup ⁽¹⁾.

§ 4. Méthode de la perte d'énergie dans un écran. —



Fig. 13.

Aussi utilise-t-on le plus souvent cette méthode de parcours sous une forme un peu différente. On ne considère pas le parcours R mais des variations de parcours ΔR . Soit (fig. 13) une chambre Wilson contenant en son milieu un écran d'épaisseur l . Une particule traverse la partie supérieure de la chambre. Son moment est p_1 . Après traversée de l'écran d'épaisseur l , la particule a perdu de l'énergie par ionisation et son moment n'est plus que p_2 . Des trois quantités p_1 , p_2 et l on peut déduire la

masse M_0 de la particule. Soit $R_1 = \frac{M_0 c^2}{\varepsilon^2} \psi\left(\frac{p_1 c}{M_0 c^2}\right)$ le parcours de la particule de moment $p_1 c$ dans un écran de même composition que l'écran l , mais plus épais, suffisamment épais pour contenir le parcours R_1 .

⁽¹⁾ E. J. WILLIAMS et E. PICKUP. *Nature*, **141** (1938), 684.

Soit de même $R_c = \frac{M_0 c^2}{\varepsilon^2} \psi \left(\frac{p_2 c}{M_0 c^2} \right)$ le parcours correspondant à $p_2 c$.

On a évidemment :

$$R_1 - R_2 = l.$$

On peut écrire :

$$\frac{M_0 c^2}{\varepsilon^2} \left[\psi \left(\frac{p_1 c}{M_0 c^2} \right) - \psi \left(\frac{p_2 c}{M_0 c^2} \right) \right] = l. \quad \dots \quad (4,1)$$

D'où l'on tire M_0 . Dans cette méthode p_2 peut être très supérieur au moment d'une trajectoire de fin de parcours. On n'a pratiquement pas à craindre le scattering. La chance d'avoir un moment p_2 élevé est beaucoup plus grande que celle d'avoir un moment faible.

La probabilité d'obtenir un tel cliché utilisable est donnée par la chance que l'on a d'obtenir après traversée une particule de moment compris entre 0 et une certaine limite supérieure de p_2 . Il ne faut pas en effet que p_2 soit trop grand, sinon p_1 est également élevé, et on sait que pour des moments élevés la perte d'énergie — ou pour parler plus correctement — la perte de moment est la même pour des particules de masses diverses (1).

On verra (§ 10) quelle est cette limite supérieure de p_2 . On peut prévoir *a priori* qu'elle sera de l'ordre de grandeur de quelques p_0 , où $p_0 = m_0 c$. On en déduira la probabilité d'obtenir un cliché utilisable de perte de moment.

L'application des méthodes d'ionisation, et en particulier de la dernière, celle des pertes de moments à travers un écran matériel, nécessite la connaissance de la fonction

$$\psi \left(\frac{pc}{M_0 c^2} \right), \text{ soit de } f(\beta).$$

§ 5. Formules donnant la perte d'énergie par ionisation. Formules de H. Bethe et F. Bloch. — La perte d'énergie a été

(1) Pour des particules perdant leur énergie uniquement par ionisation.

calculée pour la première fois par Bohr (1), en utilisant la théorie classique. Le problème a été étudié et résolu d'une manière satisfaisante par différents auteurs (2), en appliquant la mécanique quantique.

Ainsi Bethe obtient :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 \varepsilon^2}{m_0 c^2 \beta^2} N Z \left[\log \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \dots (5,1)$$

La quantité I est appelée potentiel d'ionisation. Le potentiel d'ionisation est déterminé pour une couche électronique déterminée. Il diffère pour les différentes couches K, L, M, soit I_K, I_L, I_M .

Soit Z_K, Z_L, Z_M le nombre d'électrons relatifs à ces différentes couches. La formule (5,1) est alors le symbole condensé de la formule plus détaillée (5,2) :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 \varepsilon^2}{m_0 c^2 \beta^2} N \left\{ Z_K \left[\log \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I_K} - \dots \right] + Z_L \left[\log \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I_L} - \dots \right] + \text{etc.} \right\} \dots (5.2)$$

Il faut prendre garde encore que les $Z_K, Z_L, \dots$ ne représentent pas les nombres réels d'électrons de chaque couche, mais les nombres « efficaces », obtenus en multipliant les nombres réels par des coefficients d'intensité d'oscillation des électrons. Ainsi d'après Hœnl (3), dans le cas de l'or, ces coefficients sont :

$$K = 0,57 \quad L = 0,60 \quad M = 0,65$$

et les nombres Z_K, Z_L, Z_M ne sont pas 2, 8, 18, mais $Z_K = 2 \times 0,57; Z_L = 8 \times 0,60; Z_M = 18 \times 0,65$.

(1) N. BOHR. *Phil. Mag.*, **25** (1913), 10; **30** (1915), 581.

(2) Voir MOTT and MASSEY. *Theory of Atomic Collisions*, Oxford (1933), chap. XI. — C. MOLLER. *Ann. Phys.*, **14** (1932), 531. — H. BETHE. *Zs. f. Ph.*, **76** (1932), 293; *Hdb. d. Ph.*, **24** (1), 521. — E. J. WILLIAMS. *Proc. Roy. Soc.*, **135** (1932), 108. — F. BLOCH. *Ann. Phys.*, **16** (1933), 285; *Zs. f. Ph.*, **81** (1933), 363. — Voir aussi M. S. LIVINGSTON et H. BETHE *Rev. Mod. Ph.*, **9** (1937), 262. — W. HEITLER. *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford (1936), 218.

(3) H. HÖNL. *Z. f. Ph.*, **84** (1933), 1.

L'application de la formule (5,2) est laborieuse. La formule est longue. L'évaluation de $Z_K, Z_L, Z_M; I_K, I_L, I_M$ n'est pas sans comporter d'incertitudes.

On doit à F. Bloch une formule beaucoup plus simple. Dans cette formule n'intervient que le Z total, nombre total réel des électrons, et cela sans coefficient d'efficacité.

Il n'intervient qu'un seul potentiel moyen d'ionisation, dont la valeur s'obtient très simplement. La formule ne considère pas les différents niveaux K, L, M , mais globalement l'atome entier.

F. Bloch a attaqué le problème en traitant l'atmosphère électronique de l'atome par la méthode statistique de Fermi et Thoma. De l'équation d'état d'un gaz dégénéré on déduit une relation entre la pression et la densité et on calcule par des méthodes d'hydrodynamique les oscillations de l'atmosphère électronique excitées par le passage de la particule.

On obtient le potentiel moyen d'ionisation d'un atome de numéro atomique Z : $I = ZI_0$, avec $I_0 = 13,5$ électrons-volts, I_0 étant le potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

Cette valeur numérique de I_0 est obtenue en tenant compte des résultats expérimentaux relatifs à l'étude du passage des particules α à travers l'or. On peut vérifier que du côté des grandes vitesses également dans le cas de l'or, la formule de Bloch donne un accord excellent avec la formule de Bethe (5,2).

La formule de F. Bloch est la suivante :

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ\Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[\log \frac{m_0 c^2 \beta^2 \omega}{(1 - \beta^2) Z^2 I_0^2} + 1 - \beta^2 + \Psi(0) - R\Psi\left(\frac{iz}{137\beta}\right) \right] \quad (5,3)$$

On a $I_0 = 13,5$ électrons-volts.

Φ_0 est la section efficace de Thomson :

$$\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6,57 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ avec } r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

(rayon classique de l'électron).

Ψ est la dérivée logarithmique de la fonction gamma ⁽¹⁾ :

$$\Psi(x) = \frac{d \log(x!)}{dx} = \frac{d \log \Gamma(x+1)}{dx}.$$

Pour de grandes valeurs de x , $\Psi(x)$ peut être développé en série, $\Psi(x) = \log x + \frac{1}{2x} - \dots$

R indique « partie réelle de » ;

w est l'énergie cinétique maximum qui peut être transférée, dans un choc de plein fouet, à un électron libre.

§ 6. Approximation de la formule de F. Bloch. — La relation (5,3) peut être notablement simplifiée dans le cas qui nous occupe. Si la particule est assez rapide pour que $\frac{\varepsilon}{137\beta} \ll 1$, les deux termes contenant Ψ peuvent être négligés (approximation de Born). C'est le cas des particules de rayonnement cosmique.

La quantité w a déjà été donnée (chap. II, E § 2).

On a $w = \frac{W \times 2\mu(\gamma + 1)}{1 + \mu^2 + 2\mu\gamma} \dots$ (chap. II, E 2,4).

On peut faire l'approximation $\mu \gg 1$ et $\mu \gg 2\gamma$ puisque pour un mésoton $\mu = 240$ et $2\gamma < 10$ dans les applications des méthodes d'ionisation à la mesure des masses.

On a alors :

$$w = \frac{2W(\gamma + 1)}{\mu} \dots \quad (6,1)$$

soit ⁽²⁾ :

$$w = 2m_0c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \dots \quad (6,2)$$

⁽¹⁾ La fonction gamma est donnée par exemple dans les *Tables de Fonctions* de JAHNKE-EMDE, Leipzig, 1933.

On a : $\Psi(0) = -0,577$.

⁽²⁾ On a avec les notations déjà utilisées,

$$\gamma = \frac{E}{M_0c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad W = M_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right] \quad \mu = \frac{M_0}{m_0}$$

d'où :

$$w = 2m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right] \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} + 1 \right] = 2m_0c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}.$$

et on voit que w est indépendant de la masse de la particule incidente. La relation (5,3) devient alors :

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ\Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[2 \log \frac{\beta^2}{1-\beta^2} + 1 - \beta^2 + 2 \log \frac{m_0 c^2}{ZI_0} + \log 2 \right] \dots \quad (6,3)$$

La perte d'énergie ne dépend pas de la masse. Des particules de même vitesse, de même charge, de masses différentes ont même perte d'énergie.

On a :

$$2 \log \frac{m_0 c^2}{I_0} + \log 2 = 21,8$$

et on peut écrire :

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ\Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[2 \log \frac{\beta^2}{1-\beta^2} + 1 - \beta^2 - 2 \log Z + 21,8 \right] \dots \quad (6,4)$$

Voici quelques valeurs numériques relatives à différentes substances (à la température de 0° C) :

	$\overline{Z}$	$\overline{2 \log Z}$	$\overline{NZ}$	$\overline{NZ\Phi_0}$
Air. . .	7,25	3,96	0,391. 10 ²¹	2,57. 10 ⁻⁴
Argon. . .	18	5,78	0,486. 10 ²¹	3,19. 10 ⁻⁴
Plomb. . .	82	8,83	0,273. 10 ²⁵	1,79

On peut tracer les courbes $\left(-\frac{dE}{dx} \right)$ en fonction de β données par la relation (6,4). Mais en général on ne connaît la vitesse β qu'indirectement, c'est plutôt la quantité de mouvement pc que l'on atteint expérimentalement. Aussi y a-t-il intérêt à obtenir des quantités en fonction de pc ou plus exactement du moment réduit $\frac{pc}{m_0 c^2}$ qui n'est fonction que de β . De la relation $p = \frac{M_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ on tire en appelant P le moment réduit :

$$P^2 = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \quad \beta^2 = \frac{P^2}{1+P^2} \quad 1-\beta^2 = \frac{1}{1+P^2} \quad \dots \quad (6,5)$$

On a alors :

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ\Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1+P^2}{P^3} \cdot \left[2 \log P^2 + \frac{1}{1+P^2} - 2 \log Z + 21,8 \right] \quad \dots \quad (6,6) \quad (1)$$

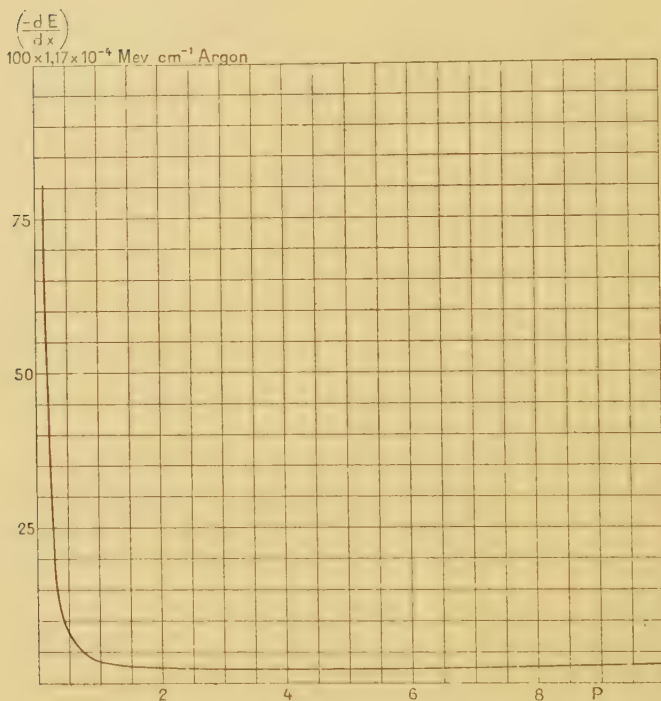


Fig. 14a. — La relation $\left(-\frac{dE}{dx}\right) = f(P) \quad \dots \quad (6,6)$
pour l'argon : $\frac{3}{4} m_0 c^2 NZ\Phi_0 = 1,17 \cdot 10^{-4} \text{ Mev cm}^{-1}$.

(1) En ce qui concerne les unités utilisées, N et Φ_0 sont en C. G. S., $m_0 c^2$ en Mev ; z est la charge de la particule incidente, l'unité de charge est la charge de l'électron ; $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ est en $\text{Mev} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Voici par exemple (fig. 14a et 14b) la courbe obtenue pour l'argon (on pourra facilement construire les courbes analogues relatives à d'autres substances). L'avantage de cette représentation est qu'elle ne dépend pas de la masse de la par-

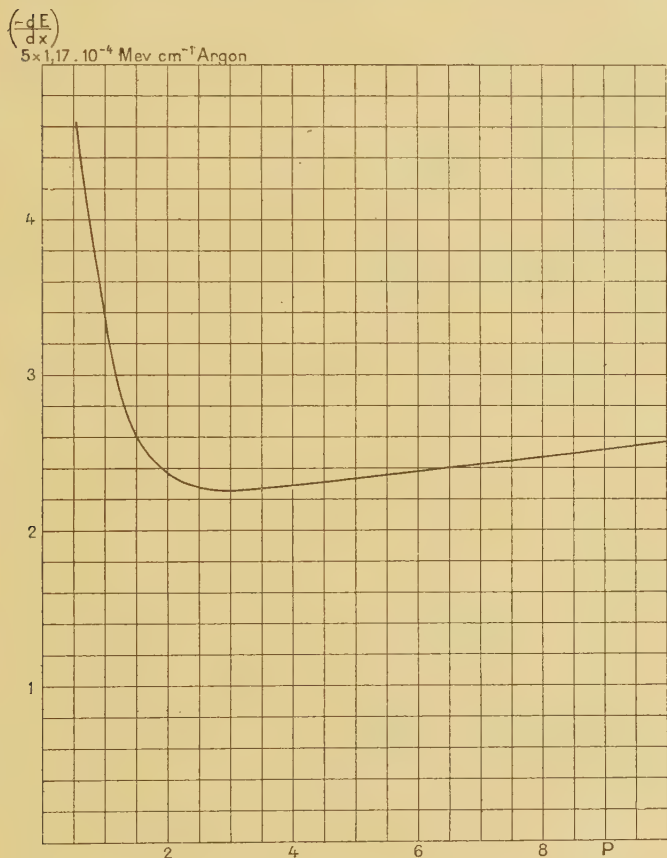


Fig. 14b.

ticule incidente. Au lieu du réseau de courbes que l'on voit souvent représenté (électron, mésotons de diverses masses supposées, proton) on n'a qu'une seule courbe.

§ 7. Le parcours en fonction des moments réduits. — Les relations et courbes précédentes seront utilisées dans les mesures de masse par les méthodes d'ionisation où l'on atteint directement la quantité $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ (mesure du nombre de gouttelettes).

Passons maintenant aux méthodes où l'on mesure des parcours R et des variations de parcours ΔR . On a :

$$R = \int dx = \int \frac{-\frac{dE}{dx}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \quad \dots \quad (3,1)$$

Les relations (3,2) et (3,3) indiquent comment on peut exprimer R en fonction de β . On va exprimer R en fonction de P.

On a :

$$E = \sqrt{(M_0 c^2)^2 + (pc)^2} = M_0 c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)^2} = M_0 c^2 \sqrt{1 + P^2}$$

et :

$$dE = M_0 c^2 \frac{P dP}{\sqrt{1 + P^2}}$$

par conséquent :

$$R = \frac{4}{3} \frac{\mu}{NZ\Phi_0 \varepsilon^2} \int \frac{P^2}{(1 + P^2)\sqrt{1 + P^2}} \frac{P dP}{2 \log P^2 + \frac{1}{1 + P^2} - 2 \log Z + 21,8} \quad \dots \quad (7,1)$$

L'intégrale sous le signe somme ne s'exprime pas en fonction des transcendentes usuelles. Pour obtenir R on peut écrire :

$$R = \frac{4}{3} \frac{\mu}{NZ\Phi_0 \varepsilon^2} \int \chi(P) dP$$

avec :

$$\chi(P) = \frac{P^3}{(1 + P^2)\sqrt{1 + P^2} \left[2 \log P^2 + \frac{1}{1 + P^2} - 2 \log Z + 21,8 \right]}$$

On trace la courbe $\chi(P)$ et on obtient R par intégration graphique de la courbe.

§ 8. La courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$. — La courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$ obtenue est la suivante (dans le cas du plomb) (fig. 15a et 15b) :

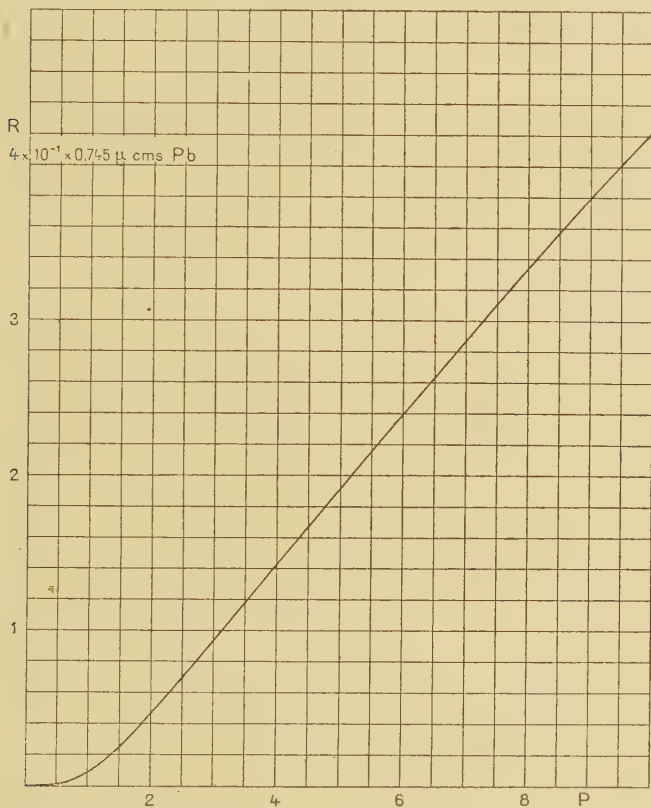


Fig. 15a. — La relation $\frac{R}{\mu} = f(P)$... (7,1)

pour le plomb : $\frac{4}{3} \frac{1}{NZ\Phi_0} = 0,745 \text{ cm.}$

Cette courbe a un tracé remarquable. Alors que la courbe (1) $R = f(\beta)$ ne suggère pas une discussion simple,

(1) S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON. *Rev. Mod. Phys.*, **11** (1939), 199.

la courbe $R = f(P)$ permet de tirer immédiatement des conclusions importantes. La courbe peut être assimilée à une droite pour des valeurs du moment réduit $P = \frac{pc}{M_0 c^2}$ supé-

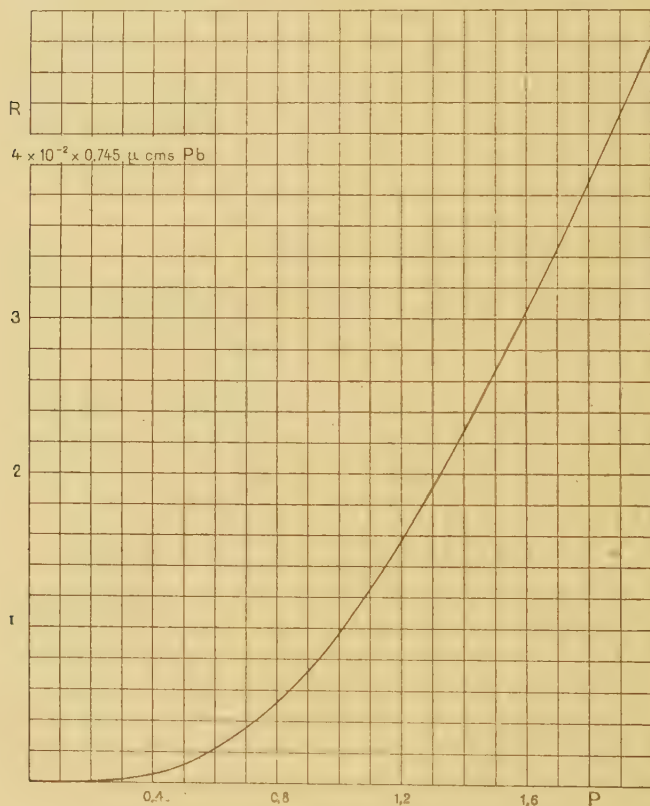


Fig. 15b.

rieures à 2. L'équation de cette droite s'écrit :

$$R = 0,034 \mu (P - 1) \quad \dots \quad (8,1) \quad (P \geq 2)$$

soit en remplaçant μ par $\frac{M_0 c^2}{n_0 c^2}$ et P par $\frac{pc}{M_0 c^2}$:

$$R = \frac{1}{15} (pc - M_0 c^2) \quad \dots \quad (8,2) \quad (P \geq 2)$$

où l'on a toujours R en centimètres de plomb, pc et M_0c^2 en Mev. On retrouve la perte d'énergie de 15 Mev par centimètre de Pb.

Pour des valeurs de P inférieures à 2, le parcours restant R décroît plus vite qu'aux grandes énergies. Pour $P = 1$ ($pc = M_0c^2$), on a $R_0 = 0,745 \cdot 10^{-2} \mu \text{ cm. Pb.}$

Pour un mésoton de masse $\mu = 240$, on a $R_0 = 1,8 \text{ cm. Pb.}$ Alors que pour un moment réduit P supérieur à 2, une perte de moment de 120 'Mev' correspond à une variation de parcours de 8 cm.

Ainsi aux environs de $pc = M_0c^2$ le parcours tombe assez brusquement. La partie de la courbe pour $P > 2$ n'est évidemment pas rigoureusement rectiligne, la courbe ayant une concavité très légère tournée vers le bas ; étant donnée la précision des mesures, l'approximation qui consiste à assimiler la courbe à une droite est tout à fait légitime.

§ 9. Application de la méthode des variations de moment et variations de parcours. — En possession de la courbe $R = f(P)$ on est en mesure d'appliquer la méthode des variations de moment et variations de parcours, illustrée par la figure 2.

Expérimentalement on connaît p_1c avant traversée du plomb, p_2c après traversée ; et l'épaisseur l du plomb. Il faut chercher une masse M_0 , telle que les points $P_1 = \frac{p_1c}{M_0c^2}$, $P_2 = \frac{p_2c}{M_0c^2}$ placés sur la courbe, soient distants en ordonnées d'une quantité $\frac{1}{\mu} \Delta R$ telle que ΔR soit égal à l .

On peut opérer en tâtonnant, par approximations successives. En ce qui concerne le domaine d'application de la méthode on voit que si $P_2 = \frac{p_2c}{M_0c^2}$ se trouve dans la partie rectiligne, soit $P_2 > 2$, il est illusoire d'essayer de faire une mesure de masse. On peut écrire pour les différences $\Delta R = \frac{1}{15} \Delta(pc)$, la masse n'intervient pas. *Quelle que soit sa*

masse une particule sortant du plomb avec un moment réduit plus grand que 2 aura toujours perdu la même quantité de mouvement, pour une épaisseur traversée donnée.

Il faut pour appliquer cette méthode que p_2c soit de l'ordre de M_0c^2 ou inférieur.

§ 10. Sur la chance que l'on a d'obtenir un cliché utilisable. Epaisseur d'écran à employer. — On peut alors par des raisonnements analogues à ceux déjà faits à propos du choc élastique (§ 12 E, chap. II) évaluer la *probabilité* d'obtenir un cliché donnant une mesure de masse.

Il faut utiliser dans le spectre des particules cosmiques une bande dont la largeur est $1,5 M_0c^2$ (pour $P_2 < 1,5$)

Soit pour des mésotons de masse 240 une bande de 180 'Mev'.

Pour des protons on aurait une bande 10 fois plus large environ. On avait $\alpha < 3 \cdot 10^{-2}$ pour une bande de 300 'Mev'. On peut s'attendre ici à $\alpha < 2 \cdot 10^{-2}$.

En réalité la largeur de la bande utile est inférieure à $1,5 M_0c^2$, du fait de l'épaisseur finie de l'écran.

Quelle épaisseur d'écran faut-il employer ? Un écran infiniment mince permet d'utiliser la bande de largeur maximum soit $1,5 M_0c^2$. Mais dans un écran trop mince la perte de quantité de mouvement est trop faible pour être mesurable. Un écran épais ne permet d'utiliser qu'une bande plus étroite ⁽¹⁾ de $0,6 M_0c^2$. On ne peut guère utiliser un écran d'épaisseur moindre que $\frac{R}{\mu}$ (1), soit $0,745 \cdot 10^{-2} \mu$.

(1) En fin de parcours (voir courbe fig. 15) l'épaisseur de Pb correspondant à $P = 1,5$ est de $R = 2,7 \times 0,745 \times 10^{-2} \mu$. Dans la partie rectiligne de la courbe à la même épaisseur correspond une variation de quantité de mouvement de $\Delta P = 0,6$. Il faut que les particules sortant de l'écran de plomb aient un moment compris entre 0 et P_2 (soit $P_2 = 1,5$) donc qu'elles soient encore capables d'effectuer dans du plomb un parcours de 0 à $\frac{R_2}{\mu}$

Ainsi la probabilité α n'est-elle plus guère que de $\alpha < 10^{-2}$.

Cette probabilité peut encore être divisée par 2 ou plus si l'épaisseur traversée par la particule en sortant de la chambre Wilson et entrant dans le compteur du bas n'est pas très faible. Aussi peut-il y avoir intérêt (fig. 16) au risque de diminuer un peu le nombre de particules de moments mesurables de ne pas placer de compteur G. M. au-dessous de l'écran de Pb.

La probabilité d'obtenir un cliché utilisable sera de l'ordre de 10^{-2} notablement supérieure à celle d'obtenir un cliché de choc utilisable.

Les deux méthodes, choc élastique et perte de moment, sont superposables. Il semble qu'il y a toujours intérêt (abstraction faite des difficultés expérimentales introduites, tourbillons, etc.) de mettre un écran dans une chambre Wilson lorsque l'on essaie des mesures de masse. Le dispositif suivant nous semble devoir fournir des résultats intéressants (fig. 16).

Une chambre Wilson commandée par compteurs G. M. porte en son milieu un écran de Pb d'épaisseur $l = \frac{R}{\mu} (1)$.

Au-dessus une épaisseur L de plomb sert à ralentir les particules, de façon à amener les particules faisant partie de

$\left(\frac{R_2}{\mu} = 2,7 \times 0,745 \times 10^{-2} \text{ pour } P_2 = 1,5 \right)$. Soit $\frac{R}{\mu}$ l'épaisseur totale de l'écran. Le parcours total sera compris entre $\frac{R}{\mu}$ et $\frac{R}{\mu} + \frac{R_2}{\mu}$, c'est-à-dire que le moment sera compris entre les valeurs correspondantes de P et $P + \Delta P$.

La courbe (fig. 15) donne $\frac{R}{\mu}$ en fonction de P et inversement $P \left(\frac{R}{\mu} \right)$ en fonction de $\frac{R}{\mu}$. La largeur ΔP de la bande utilisée sera :

$$\Delta P = P \left(\frac{R}{\mu} + \frac{R_2}{\mu} \right) - P \left(\frac{R}{\mu} \right)$$

la région du maximum du spectre des moments, soit $1,6 \cdot 10^3$ 'Mev' à un moment de l'ordre de $M_0 c^2$.

C'est dans ce domaine que la chance est la plus grande d'avoir un cliché utilisable aussi bien en ce qui concerne la méthode du choc élastique que la méthode de perte de moment.

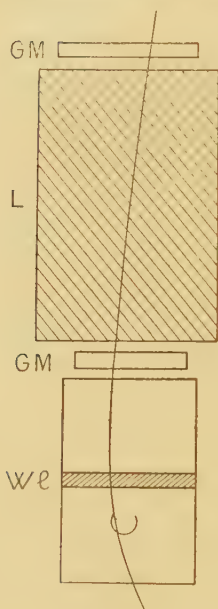


Fig. 16.

On doit s'attendre à avoir notablement plus de clichés utilisables de pertes de moments que de clichés utilisables de choc élastique. Ainsi sans diminuer le moins du monde le rendement de la méthode des mesures de masse par choc élastique, on peut espérer en même temps obtenir des renseignements plus fréquents sur la masse par une méthode d'ionisation.

La comparaison enfin des résultats des deux méthodes doit donner les renseignements les plus intéressants, permettre de vérifier « mécaniquement et électriquement » la

validité des formules d'ionisation employée.

Les épaisseurs de plomb L et l dépendent de la masse de la particule que l'on recherche.

L'épaisseur de l'écran $l = \frac{1}{\mu} R(1)$ est le parcours d'une particule dont le moment est égal au moment au repos.

On a (voir courbe fig. 15) :

Pour un mésoton de masse 240 : $l = 1,8$ cm. de Pb.

Pour un proton de masse 1840 : $l = 14$ cm. de Pb.

L'épaisseur L , si on admet des particules de $1,6 \cdot 10^3$ 'Mev' devant descendre à $2 M_0 c^2$:

Pour un mésoton 240 on a $2 M_0 c^2 = 245$ 'Mev' ; L corres-

pond à une perte de $1,4 \cdot 10^3$ 'Mev', soit en admettant une perte de 15 'Mev' par centimètre de Pb : $L = 94$ cm.

Pour un proton 1840 on a $2M_0c^2 = 1880$ 'Mev', il n'est guère utile de mettre du Pb au-dessus de la chambre.

§ 11. Mesure de la masse. — Connaissant p_1c , p_2c et l'épaisseur l on obtient la masse sur la courbe figure 15. On opère par tâtonnements. On part d'une certaine masse M_0 supposée. On a $P_1 = \frac{p_1c}{M_0c^2}$ et $P_2 = \frac{p_2c}{M_0c^2}$. D'où deux points figuratifs sur la courbe. La différence des ordonnées $\frac{\Delta R}{\mu}$ de ces deux points est comparée avec l'épaisseur de plomb utilisée. Si ΔR est plus grand que l'épaisseur de plomb, la masse supposée est trop petite ⁽¹⁾. On choisit alors une nouvelle valeur de masse nettement plus grande que la première, de façon à encadrer la valeur réelle de la masse entre deux valeurs d'essai ; et ainsi de suite.

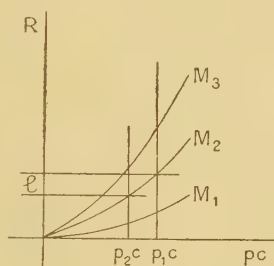


Fig. 17.

On peut aussi tracer à partir de la courbe unique en coordonnées réduites $\frac{R}{\mu} = f(P)$ le réseau des courbes $R = f(pc)$ pour différentes valeurs de la masse (fig. 17). On trace alors les deux droites verticales $x_1 = p_1c$ et $x_2 = p_2c$. Les différences de parcours découpées ainsi sur les courbes d'égale masse vont en diminuant lorsque la masse augmente. On choisit parmi les courbes celle pour laquelle la différence de parcours ainsi découpée est égale à l'épaisseur de l'écran.

Dans cette représentation on a porté en abscisses p_1c et p_2c mesurés sur le cliché. En ordonnées il subsiste cependant encore un certain tâtonnement. On peut se proposer d'établir

⁽¹⁾ $\frac{R}{\mu}$ croît plus vite que P.

un réseau de courbes où l'on portera en ordonnées comme en abscisses des grandeurs que l'on tire de p_1c , p_2c et l , de façon à éviter tout tâtonnement; en posant $\frac{R}{\mu} = f(P)$ on peut encore écrire: $\frac{l}{\mu} = f\left(\frac{p_1c}{M_0c^2}\right) - f\left(\frac{p_2c}{M_0c^2}\right)$ où l est l'épaisseur de l'écran traversé. On a ainsi une relation entre

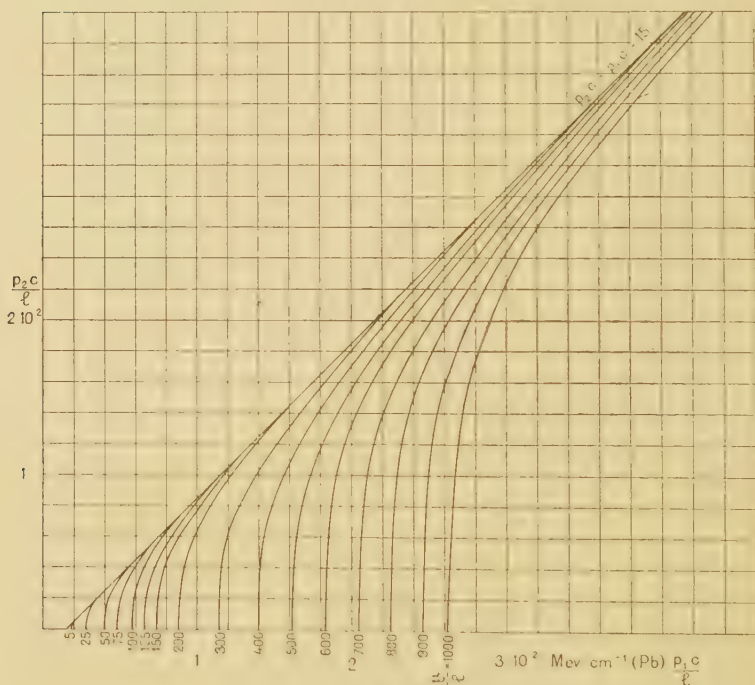


Fig. 18.

4 variables l , M_0 , p_1c , p_2c que l'on ne peut mettre sous forme d'un réseau plan de courbes. Mais si l'on écrit :

$$\frac{l}{\mu} = f\left(\frac{p_1c}{l} \times \frac{l}{M_0c^2}\right) - f\left(\frac{p_2c}{l} \times \frac{l}{M_0c^2}\right) = \frac{l}{M_0c^2} \times m_0c^2 \dots (11,1)$$

on a obtenu une relation entre les trois quantités : $\frac{p_1c}{l}$, $\frac{p_2c}{l}$

et $\frac{l}{\mu}$. On peut tracer le réseau $\frac{\mu}{l}$ en fonction de $\frac{p_1 c}{l}$ et $\frac{p_2 c}{l}$.

Pour lire la masse, il suffit alors de reporter le point de coordonnées $\frac{p_1 c}{l}$ et $\frac{p_2 c}{l}$. Il est porté sur une courbe d'égal $\frac{\mu}{l}$. Connaissant l on en déduit la masse μ . La figure 18 représente le réseau dans le cas du plomb (On a exprimé pc en Mev et l en centimètres).

§ 12. Exemple de mesure de masse sur un cliché par application de la méthode de la perte de moment. — Un cliché présentant une perte de moment permettant une mesure de masse a été obtenu, on l'a vu (§ 5, chap. II, E), en même temps que l'on obtenait un choc élastique mesurable.

Dans ce cliché on a $(1) \ 91 < p_1 c < 96 \text{ 'Mev'}$; $64 < p_2 c < 80 \text{ 'Mev'}$.

En ce qui concerne l'épaisseur l de l'écran traversé, l'écran n'est pas de matière unique, et il y a lieu de porter son attention sur les différentes substances traversées.

La particule traverse une paroi de laiton, puis deux compteurs G. M. de ferrochrome; enfin encore une paroi de laiton.

Lorsque l'on cherchera à appliquer la méthode de perte de moment, on prendra évidemment un écran plus simple. Ici le cliché a été obtenu sans que l'on ait cherché spécialement un cliché de perte de moment. Un fait analogue s'est produit lors du célèbre cliché de Neddermeyer et Anderson (2) où la particule traverse du verre, les parois d'un compteur, et encore du verre. L'auteur là encore ne cherchait pas à obtenir une perte de moment. C'est pourtant le cliché qui a permis par cette méthode une des plus sûres mesures de masse.

(1) En admettant toujours que la charge de la particule est 1. Pour des raisons expérimentales l'erreur sur $p_2 c$ est plus grande que celle sur $p_1 c$.

(2) S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON. *Phys. Rev.*, **54** (1938), 88.

Il n'en reste pas moins vrai qu'il y a le plus grand intérêt à employer des écrans simples.

On peut montrer que l'ensemble des matières traversées, se comporte sensiblement comme du fer de même épaisseur.

Les quantités telles que $\log Z$ de la formule (7,1) diffèrent peu pour les métaux $\text{Cr} = 24$; $\text{Fe} = 26$; $\text{Cu} = 29$; $\text{Zn} = 30$.

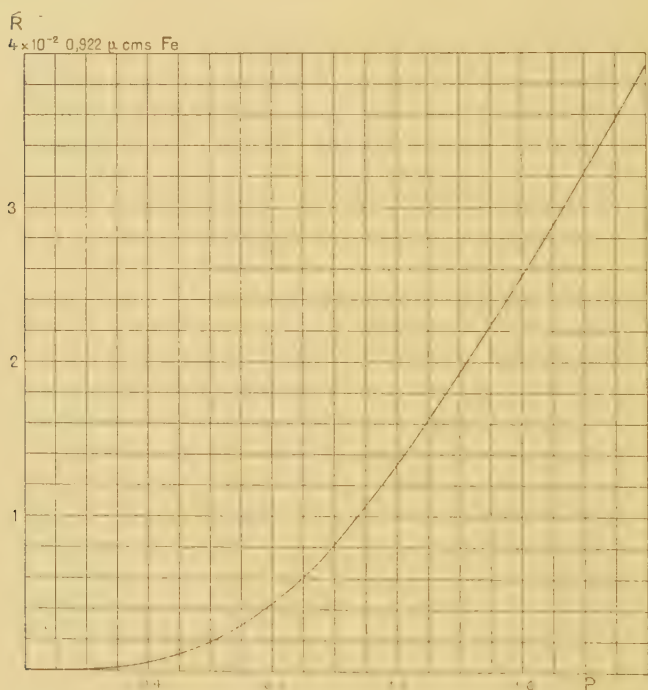


Fig. 19. — La relation $\frac{R}{P} = f(P) \dots (7,1)$ pour le Fer.

$$\frac{4}{3} \frac{1}{NZ\Phi_0} = 0,922 \text{ cm.}$$

En ce qui concerne les grandeurs NZ , une moyenne tenant compte de la proportion relative des différents métaux traversés, donne une valeur qui n'est pas très différente de celle du fer.

L'épaisseur de l'écran est équivalente à 0,45 cm. de fer. La courbe (fig. 19) donne $\frac{R}{\mu} = f(P)$ pour le fer. On obtient au moyen de cette courbe une valeur de la masse qui n'est pas très différente de 240, valeur obtenue pour la même particule par choc élastique.

Pour préciser les limites d'erreur de la masse ainsi obtenue, il est commode d'utiliser le réseau à lecture directe

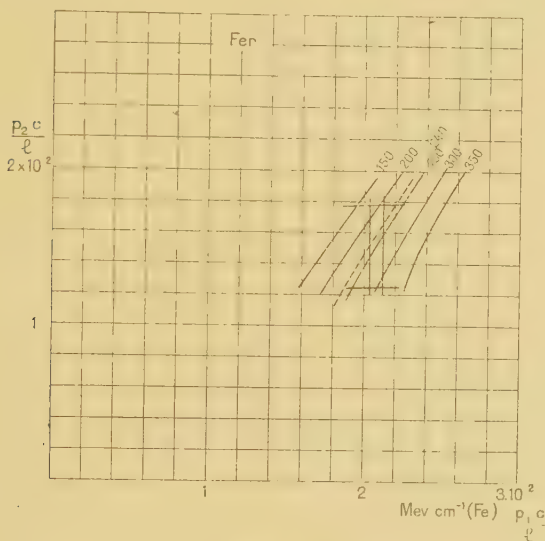


Fig. 20.

dont il a été question, où l'on porte en abscisses $\frac{p_1 c}{l}$, en ordonnées $\frac{p_2 c}{l}$, les courbes étant d'égales $\frac{\mu}{l}$. La figure 20 représente un tel réseau pour le fer ⁽¹⁾. On a tracé 5 courbes d'égales $\frac{\mu}{l}$; soit si l'on prend $l = 0,45$ pour $\mu = 150, 200,$

⁽¹⁾ Il se trouve, du fait de la compensation des quantités $\log Z$ et NZ , que ce réseau du fer n'est pas très différent de celui du plomb.

250, 300 et 350. On a tracé de plus en pointillé la courbe 240.

Du fait de l'erreur de mesure sur ρ_1 et ρ_2 le point figuratif se trouve compris dans le rectangle $p_1c, p_1c + \Delta(p_1c), p_2c, p_2c + \Delta(p_2c)$.

On voit que la courbe $\frac{\mu}{l} = \frac{240}{0,45}$ passe dans le rectangle.

Ainsi les méthodes d'ionisation qui donnent en général des valeurs de la masse en bon accord avec celle donnée par choc élastique reçoivent une confirmation supplémentaire. Une même particule permet la mesure de sa masse par deux méthodes tout à fait indépendantes, choc élastique et perte de moment. La valeur de la masse obtenue est aux erreurs expérimentales près la même dans les deux cas.

TRAVAUX NON MENTIONNÉS AU COURS DES CHAPITRES PRÉCÉDENTS

Un certain nombre de travaux relatifs à la physique cosmique ne sont pas mentionnés au cours des pages précédentes, afin de ne pas nuire à l'unité de l'exposé.

Nous allons très rapidement dire un mot des principaux :

1° *Gerbes aériennes*. — Au cours de l'été 1941 nous avons poursuivi aux altitudes 1 000 m. et 2 500 m. au-dessus du niveau de la mer des expériences relatives aux gerbes aériennes ⁽¹⁾ ⁽²⁾. Ces expériences ont trait aux densités d'électrons et de photons dans les gerbes aériennes, à la variation avec l'altitude du nombre des gerbes.

2° *Réalisation et théorie d'appareils*. — Un certain nombre d'appareils associés aux compteurs G. M. ont été conçus et réalisés. Certains de ces appareils comportent des circuits originaux ou sont entièrement originaux. Ils permettent la

⁽¹⁾ S. GORODETZKY, P. CHANSON, H. DENAMUR. *C. R.*, **214** (1942), 166.

⁽²⁾ S. GORODETZKY, P. CHANSON, H. DENAMUR. *C. R.*, **214** (1942), 310.

numération des rayons cosmiques pour différentes combinaisons des compteurs. Ils permettent la commande de la chambre Wilson.

Nous avons porté notre attention particulièrement sur la théorie et la réalisation des circuits de coïncidences ⁽¹⁾ ⁽²⁾.

Nous avons imaginé et réalisé un appareil nouveau, appareil à anticoïncidences ⁽³⁾. Cet appareil fonctionne depuis 1939.

CONCLUSION

Au cours des pages qui précèdent on a examiné les différentes méthodes permettant la mesure de la masse des particules très rapides du rayonnement cosmique.

Jusqu'ici, du fait de la grande difficulté de la question, les mesures ne sont pas très nombreuses ; mais elles paraissent bien concordantes.

Il semble dès à présent très vraisemblable que la grande majorité — sinon la totalité — des particules du groupe pénétrant du rayonnement cosmique sont des mésotons de masse voisine de 240 (où l'unité de masse utilisée est celle de l'électron).

Il est indispensable de continuer les expériences pour obtenir sur ce sujet une certitude plus grande. Il serait très intéressant de poursuivre également des expériences où la méthode du choc élastique serait conjuguée avec la méthode de perte de moment. On obtiendrait ainsi des renseignements précieux sur la validité aux grandes énergies des lois d'ionisation actuellement admises.

..

⁽¹⁾ S. GORODETZKY. *C. R.*, 206 (1938), 900.

⁽²⁾ S. GORODETZKY. *C. R.*, 207 (1938), 57.

⁽³⁾ S. GORODETZKY. *C. R.*, 208 (1939), 1987.

Je prie M. Louis Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance. M. Louis Leprince-Ringuet m'a initié à l'étude des rayons cosmiques. Depuis un certain nombre d'années, j'ai l'honneur de faire partie du Laboratoire qu'il dirige. Il n'a cessé de me prodiguer les directives et conseils les plus utiles.

Je voudrais remercier aussi les camarades du Laboratoire, M. E. Nageotte, M. P. Chanson, M. R. Richard-Foix, M. M. Lhéritier, M. H. Denamur et tous les autres, qui soit par leur collaboration, soit par les discussions que j'ai pu avoir avec eux m'ont apporté l'aide la plus efficace.

Je voudrais également remercier les Physiciens de l'Ecole Polytechnique qui, sans s'occuper spécialement des rayons cosmiques, ne m'en ont pas moins fait très largement profiter de leur savoir. En ce sens je voudrais particulièrement remercier M. G. Colange et M. Y. Le Grand.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Vie moyenne du mésoton.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 Mars 1942.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

PAUL MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

